



**HANS-JÜRGEN HOFFMANN**

**OBJEKTORIENTIERTE ANALYSE UND  
MIGRATION DIFFRAKTIERTER  
WELLENFELDER UNTER VERWENDUNG  
DER STRAHLENMETHODE UND  
DER EDGE-WAVE-THEORIE**

**GEOMAR**  
Forschungszentrum  
für marine Geowissenschaften  
der Christian-Albrechts-Universität  
zu Kiel

**Kiel 1996**

**GEOMAR REPORT 55**

**GEOMAR**  
Research Center  
for Marine Geosciences  
Christian Albrechts University  
in Kiel



HANS-JÜRGEN HOFFMANN

Dissertation  
zur Erlangung des Doktorgrades  
der mathematisch-naturwissenschaftlichen Fakultät  
der Christian-Albrechts-Universität zu Kiel  
Zum Druck genehmigt am 15.11.1995

Redaktion der Serie: Gerhard Haass  
Umschlag: Kerstin Kreis, Harald Gross,  
GEOMAR Technologie GmbH

Managing Editor: Gerhard Haass  
Cover: Kerstin Kreis, Harald Gross,  
GEOMAR Technologie GmbH

GEOMAR REPORT  
ISSN 0936 - 5788

GEOMAR REPORT  
ISSN 0936 - 5788

GEOMAR  
Forschungszentrum  
für marine Geowissenschaften  
D-24148 Kiel  
Wischhofstr. 1-3  
Telefon (0431) 600-2555, 600-2505

GEOMAR  
Research Center  
for Marine Geosciences  
D-24148 Kiel / Germany  
Wischhofstr. 1-3  
Telephone (49) 431 / 600-2555, 600-2505



# Inhaltsverzeichnis

<b>0</b>	<b>Symbolliste</b> .....	<b>VII</b>
0.1	Variable .....	VII
0.1.1	Lateinische Kleinbuchstaben .....	VII
0.1.2	Lateinische Großbuchstaben .....	IX
0.1.3	Griechische Buchstaben .....	X
0.2	Indizes .....	XI
0.2.1	Tiefgestellte Indizes .....	XI
0.2.2	Hochgestellte Indizes .....	XII
0.3	Abkürzungen.....	XII
0.4	Stichwortübersetzung .....	XIII
	<b>Abstract</b> .....	<b>XV</b>
	<b>Zusammenfassung</b> .....	<b>XIX</b>
<b>1</b>	<b>Einleitung</b> .....	<b>1</b>
1.1	Einleitung.....	1
1.2	Kapitelübersicht .....	6
<b>2</b>	<b>Problemstellung</b> .....	<b>9</b>
2.1	Diffraктиerte Wellenfelder in reflexionsseismischen Daten .....	9
2.1.1	Qualitative Beschreibung.....	10
2.1.2	Spezielle Datenkonfigurationen .....	13

2.2	Aufgabenstellung.....	16
2.3	Lösungsansatz.....	20
<b>3</b>	<b>Theoretische und methodische Grundlagen .....</b>	<b>23</b>
3.1	Dynamische Strahlenmethode.....	24
3.1.1	Strahlentheoretische Grundlagen .....	25
3.1.2	Strahlamplitude.....	27
3.1.3	Geometrische Amplitudendivergenz.....	29
3.1.4	Symmetrie- und Kontinuitätsbeziehungen.....	32
3.2	Edge-Wave-Methode.....	34
3.2.1	Diffractionen in 2-D Medien .....	34
3.2.2	Diffraktionsantwortfunktion.....	40
3.2.3	Automatische Edge-Wave-Modellierung.....	42
3.3	Aufgliederung der Diffraktionsamplitude.....	44
3.3.1	Strahlasterlegung .....	44
3.3.2	Modifikation der Edge-Wave-Amplitude .....	46
3.4	Zusammenfassung.....	48
<b>4</b>	<b>Common-Fault-Point-Migration .....</b>	<b>49</b>
4.1	Modellierung.....	51
4.1.1	Kinematik und Dynamik im Oberbau .....	52
4.1.1.1	Diffraktionsschießen.....	52
4.1.1.2	Interpolation auf Akquisitionsgitter.....	53
4.1.1.3	Verbindung zum Gesamtstrahl.....	55
4.1.2	Diffraktionsantwort am Analysepunkt .....	58
4.1.3	Überlagerung der diffraktierten Wellenfeldanteile .....	61
4.1.4	Parametervariationen .....	63
4.1.4.1	Variation der Schußlokation.....	63
4.1.4.2	Variation von Neigung und Geschwindigkeit .....	65
4.1.5	Zusammenfassung.....	67
4.2	Migration.....	69
4.2.1	Diffraktionsstapelung.....	71
4.2.1.1	Neigungsbestimmung mit doppelter Diffraktionsstapelung.....	71
4.2.1.2	True-Amplitude-Migration .....	76

4.2.2	CFP-Korrekturoperator und Anwendung .....	79
4.2.3	Tiefenkonversion und Abbildung .....	85
4.2.4	Zusammenfassung.....	87
4.3	Fokussierungsanalysen .....	90
4.3.1	Neigungsanalyse mit Hilfe der Dynamik von Diffraktionen .....	90
4.3.2	Geschwindigkeitsanalyse mit Hilfe der Kinematik von Diffraktionen.....	97
4.3.3	Zusammenfassung.....	101
<b>5</b>	<b>Anwendungsbeispiele mit synthetischen Daten.....</b>	<b>103</b>
5.1	Besondere Diffraktionsstrukturen.....	104
5.1.1	Sekundäre Diffraktionen im Oberbau .....	104
5.1.2	Steiler Reflektorversatz und Knick im Reflektor.....	109
5.2	Ausgewählte Daten- und Aufnahmeconfigurationen .....	111
5.2.1	OBH-Experiment.....	111
5.2.2	Analyse der Oberflächenmultiplen bei OBH-Daten.....	115
5.3	Zusammenfassung.....	116
<b>6</b>	<b>Anwendung auf Felddaten.....</b>	<b>119</b>
6.1	Reflexionsprofil über den Kontinentalrand von Oregon .....	119
6.2	Migrationsergebnis.....	120
6.3	Fokussierungsanalysen .....	123
6.3	Zusammenfassung.....	126
<b>7</b>	<b>Diskussion und Ausblick .....</b>	<b>127</b>
7.1	Umsetzung von Theorie und Methodik .....	127
7.2	Anwendungsmöglichkeiten .....	130
7.3	Probleme und Einschränkungen .....	130
7.3.1	Modellaufbau.....	131
7.3.2	Randeffekte .....	131
7.3.3	Parameterwahl.....	132
7.4	Erweiterungen.....	132
7.5	Ausblick.....	134

Literaturverzeichnis.....	135
<b>A Propagatormatrizen.....</b>	<b>141</b>
A.1 Bestandteile.....	141
A.2 Eigenschaften.....	143
A.3 Plane-Rays.....	144
A.4 Paraxiale Laufzeitapproximation .....	146
<b>B True-Amplitude-Migration .....</b>	<b>147</b>
B.1 Methode der stationären Phase .....	147
B.2 TA-Gewichtsfunktion.....	149

## 0. Symbolliste

In diesem der Arbeit vorangestellten Abschnitt sind die verwendeten Variablen, Symbole und Abkürzungen zusammengefaßt. Soweit möglich wurde dabei die in der Literatur übliche Notation verwendet. Wenn sich Abweichungen nicht vermeiden ließen, geschah dies vor allem mit der Absicht, die oft allzu mathematisch geprägte Notation einfacher und verständlicher zu gestalten. Zudem mußte eine einheitliche Formulierung für die verschiedenen Theorien und Methoden, die in dieser Arbeit kombiniert wurden, gefunden werden. Da Abweichungen im wesentlichen gegenüber der Edge-Wave-Theorie bestehen, wurden die entsprechenden Symbole, wie sie in der zu Grunde liegenden Arbeit von Klem-Musatov et al. (1994) eingeführt wurden, für die wichtigsten Größen angefügt.

Da die meisten Fachausdrücke in der Reflexionsseismik aus dem Englischen stammen, sich aber oft nur unzureichend ins Deutsche übersetzen lassen, sind im angeschlossenen Stichwortverzeichnis die wichtigsten in der Arbeit auftauchenden englischen Begriffe aufgelistet und kurz erklärt.

### 0.1 Variable

#### 0.1.1 Lateinische Kleinbuchstaben

- $a_R$  strahlentheoretische Amplitude einer reflektierten/transmittierten (R/T) Welle; präziser: die Amplitude der Hauptkomponente der Verschiebung in strahlentheoretischer Näherung nullter Ordnung (Klem-Musatov et al., 1994:  $G_0$ ).
- $a_D$  Diffraktionsamplitude; Amplitude eines diffraktierten Strahls.
- $a_D^{mod}$  Amplitude des modellierten Diffraktionsantwortwellenfeldes.
- $a^{mod}$  Amplitude des modellierten Wellenfeldes; enthält die dynamischen Veränderungen bei der Wellenausbreitung im Oberbau.

$c_D$	Diffraktionskoeffizient.
$c_R$	Reflexionskoeffizient.
$c_R^E$	reziproker Reflexionskoeffizient; eng verwandt mit den ebenfalls reziproken R/T-Energiekoeffizienten (Červený, 1987).
$c_k^E$	reziproker R/T-Koeffizient an der Grenzschicht $k$ .
$c_k$	Zöppritz'scher R/T-Koeffizient für ebene Wellen (Červený et al., 1977) an der Grenzschicht $k$ .
$d_{EW}$	Edge-Wave-Diffraktionsantwort(-funktion); entspricht bei Klem-Musatov et al. (1994) der Weakening-Funktion $W(w)$ .
$f$	Frequenz [Hz].
$g(\vartheta_S)$	winkelabhängige Abstrahlcharakteristik der seismischen Quelle.
$\hat{n}$	Normalenvektor zur Strahlrichtung in der XZ-Ausbreitungsebene.
$r(\vartheta_G)$	winkelabhängige Inzidenzcharakteristik am Empfänger, Aufnehmerübertragungsfunktion (Vertikal-, Horizontal- oder Gesamtkomponente).
$s$	zurückgelegter Strahlweg.
$\hat{s}$	Tangentialvektor zur Strahlrichtung.
$t$	Zeitvariable.
$t_k$	Laufzeit von der Grenzschicht mit Index $k-1$ bis zur darauffolgenden mit Index $k$ .
$\bar{u}$	Gesamtwellenfeld (Klem-Musatov et al., 1994: $f$ ).
$\bar{u}_D$	diffraktiertes Wellenfeld (Klem-Musatov et al., 1994: $f_d$ ).
$\bar{u}_R$	reflektiertes Wellenfeld (Klem-Musatov et al., 1994: $f_0$ ).
$\hat{u}^\Omega$	Richtung der Hauptkomponente der Verschiebung aufgrund einer Welle mit dem Strahlweg $\Omega$ .
$u^\Omega$	Betrag der Hauptkomponente der Verschiebung aufgrund einer Welle mit dem Strahlweg $\Omega$ .
$u$	Hauptkomponentenwellenfeld
$v$	seismische Ausbreitungsgeschwindigkeit der betrachteten Wellenart (Kompressions- oder Scherwellen).
$v_{foc}$	Fokussierungsgeschwindigkeit.
$v_{int}$	Intervallgeschwindigkeit.



$v_{mig}$	Migrationsgeschwindigkeit.
$v_{min}$	kleinste seismische Ausbreitungsgeschwindigkeit.
$v_{rms}$	quadratisch gemittelte Geschwindigkeit.
$v_{stack}$	Stapelgeschwindigkeit.
$w(t)$	Quellsignal.
$w_{TA}$	True-Amplitude(TA)-Gewichtsfunktion.
$\vec{x}_S$	Ortsvektor des Schußpunktes $S$ (entsprechend für die betrachteten Punkte $G, B, D, R, M$ )
$\Delta z$	vertikale Migrationsschrittweite

### 0.1.2 Lateinische Großbuchstaben

$A_{SG}$	Amplitudenfaktor; die Indizes bezeichnen den betrachteten Strahlverlauf, hier von $S$ nach $G$ .
$B_{SG}$	2x2 Untermatrix der Bortfeldschen Propagatormatrix $\mathbf{I}$ ; angefügte Indizes bezeichnen den betrachteten Strahlverlauf.
$B_{T,SG}$	Absorptionsverlust; angefügte Indizes ( $SG$ ) bezeichnen den betrachteten Strahlverlauf.
$C_{T,SG}$	Transmissionsverlust; angefügte Indizes bezeichnen den betrachteten Strahlverlauf.
$D$	Diffraktionspunkt, Diffraktor (Klem-Musatov et al., 1994: $S$ ).
$G$	Geophon-, Aufnehmer-, Empfängerlokation (Klem-Musatov et al., 1994: $M$ ).
$\mathcal{H}[\ ]$	Hilberttransformation.
$L_{SG}$	geometrischer Spreading-Faktor, beschreibt die Amplitudendivergenz; angefügte Indizes bezeichnen den betrachteten Strahlverlauf.
$M$	Analysepunkt im Untergrundmodell.
$P_1, P_2$	2x2 Untermatrizen der Propagatormatrix $\mathbf{I}$ ; beschreiben die Richtung paraxialer Strahlen bezüglich des Zentralstrahls.
$Q_1, Q_2$	2x2 Untermatrizen der Propagatormatrix $\mathbf{I}$ ; beschreiben den Abstand paraxialer Strahlen zum Zentralstrahls.

- $Q_{SG}^{\parallel}$  paraxiale Größe, beschreibt die geometrische Amplitudendivergenz von Plane-Rays in der Ausbreitungsebene (*in-plane*); angefügte Indizes bezeichnen den betrachteten Strahlverlauf.
- $Q_{SG}^{\perp}$  paraxiale Größe, beschreibt die geometrische Amplitudendivergenz von Plane-Rays senkrecht zur Ausbreitungsebene (*transverse, off-plane*); angefügte Indizes bezeichnen den betrachteten Strahlverlauf.
- $Q_k$  Qualitätsfaktor; definiert das anelastische Absorptionsverhalten (Dämpfung) für die jeweilige seismische Wellenart von der Grenzschicht  $k-1$  bis zur Schicht  $k$ .
- $R$  Reflexionspunkt.
- $S$  Schußpunkt, Quellpunkt (Klem-Musatov et al., 1994:  $O$ ).
- $\mathbf{I}_{SG}$  Bortfeldsche 4x4 Propagatormatrix des dynamischen Ray-Tracing; angefügte Indizes bezeichnen den betrachteten Strahlverlauf.
- $T$  Zeitachse.
- $T_W$  Länge des Quellsignals.
- $U$  analytisches Hauptkomponentenwellenfeld.
- $V$  Ergebnis der Diffraktionsstapelung.
- $V_{CFP}$  Summationsergebnis der CFP-korrigierten Signale.
- $V_{TA}$  Ergebnis der TA-Diffraktionsstapelung.
- $W(t)$  analytisches Quellsignal.
- $X$  horizontale Entfernungsachse, Profilrichtung.
- $X_B$  X-Koordinate der geometrischen Schattengrenze.
- $Y$  Achse in Streichrichtung.
- $Z$  Tiefenachse.

### 0.1.3 Griechische Buchstaben

- $\beta$  Neigungswinkel einer Grenzfläche; definiert durch die Normalenrichtung.
- $\beta_D$  Neigungswinkel am Diffraktionspunkt  $D$ ; definiert durch die Normalenrichtung der anschließenden Grenzfläche.

$\delta(t)$	Diracsche Delta-Funktion.
$\kappa_{SG}$	Kaustikzähler, KMAH-Index; angefügte Indizes bezeichnen den betrachteten Strahlverlauf.
$\lambda$	Wellenlänge.
$\Lambda()$	lineare Rampenfunktion.
$\rho$	Dichte.
$\pi$	Strahlpropagatormatrix.
$\Pi_{SG}$	4x4 Propagatormatrix des dynamischen Ray-Tracing nach Červený (1987); angefügte Indizes bezeichnen den betrachteten Strahlverlauf.
$\vartheta_{MB}$	Schattengrenzwinkel (Klem-Musatov et al., 1994: $\alpha=0$ ).
$\vartheta_G$	Inzidenz-, Auftauchwinkel am Aufnehmerpunkt G.
$\vartheta_S$	Abstrahl-, Abgangswinkel am Schußpunkt S.
$\vartheta^- / \vartheta^+$	Inzidenz-/Exzidenzwinkel eines Strahls bezüglich einer Grenzfläche.
$\tau$	Laufzeit, Eikonal oder Phase.
$\tau_D$	Laufzeit der diffraktierten Welle (Klem-Musatov et al., 1994: $\tau$ ).
$\tau_R$	Laufzeit der R/T Welle (Klem-Musatov et al., 1994: $\tau_0$ ).
$\tau_p$	paraxial approximierte Laufzeit.
$\Delta\tau$	Laufzeitdifferenz zwischen $\tau_D$ und $\tau_p$ .
$\omega$	Kreisfrequenz ( $= 2\pi f$ ).

## 0.2 Indizes

### 0.2.1 Tiefgestellte Indizes

- B** bezeichnet Größen, die zur Schattengrenze (*shadow boundary*) oder zum (Grenz-)Schattenstrahl gehören.
- D** bezeichnet Größen, die zum Diffraktionspunkt gehören oder die sich auf eine diffraktierte Welle beziehen.

- G bezeichnet Größen, die zum Aufnehmer (Geophon) gehören.
- M bezeichnet Größen, die zum Analysepunkt gehören.
- P bezeichnet Größen, die mit Hilfe der Paraxialstrahlapproximation errechnet werden.
- R bezeichnet Größen, die zum Reflexionspunkt gehören oder die sich auf eine R/T Welle im strahlentheoretischen Sinn beziehen.
- S bezeichnet Größen, die zum Schußpunkt gehören.
- SG bezeichnet Größen, die sich auf den Strahlverlauf von S nach G beziehen; für andere Buchstaben in analoger Weise verwendet.

### 0.2.2 Hochgestellte Indizes

- kennzeichnet Parameter auf der Seite des einfallenden Strahls.
- + kennzeichnet Parameter auf der Seite des ausfallenden Strahls.
- \* kennzeichnet Parameter, die zum stationären Punkt gehören.
- ~ kennzeichnet Parameter, die zu einem "virtuellen" oder fiktiven Strahl gehören und über paraxiale Größen ausgehend vom Schattenstrahl approximiert werden.
- || kennzeichnet Wellenfeldattribute von Plane-Rays, die sich auf die Ausbreitung in Profilrichtung beziehen (in-plane).
- ⊥ kennzeichnet Wellenfeldattribute von Plane-Rays, die sich auf die Ausbreitung senkrecht zur Profilrichtung (= Streichrichtung) beziehen (off-plane).

### 0.3 Abkürzungen

- ART Asymptotic-Ray-Theory.
- AVA Amplitude-versus-Offset (Analysen der Offsetabhängigkeit des Reflexionskoeffizienten).
- AVO Amplitude-versus-Angle (Analysen der Winkelabhängigkeit des Reflexionskoeffizienten).

CFP	Common-Fault-Point; wird als Kennzeichen für Sektionen verwendet, die ein Untergrundabbild der Diffraktionspunkte darstellen.
CMP	Common-Midpoint.
CO	Common-Offset.
CSP	Common-Shot-Point.
EW	Edge-Wave.
FD	Finite Differenzen; kennzeichnet mit FD-Methoden modellierte Seismogramme.
HF	Hochfrequenz-.
OBS	Ozeanbodenseismometer, Ocean-Bottom-Seismometer.
OBH	Ozeanbodenhydrophone, Ocean-Bottom-Hydrophone.
P-/S-	Kompressions- bzw. Scherwellen.
R/T	Reflexions-/Transmissions-, reflektiert/transmittiert.
TA	True-Amplitude; wird als Kennzeichen für Sektionen verwendet, die ein amplitudentreues Untergrundabbild der Reflektoren darstellen.
VSP	Vertical-Seismic-Profiling; seismische Untersuchungen bei im Bohrloch versenkten Aufnehmern.
ZO	Zero-Offset; Quelle und Aufnehmer befinden sich am gleichen Ort.
2-D	zweidimensional.
3-D	dreidimensional.

#### 0.4 Stichwortübersetzung

<i>common fault point (CFP)</i>	gemeinsamer Diffraktionspunkt (Kanasewich und Phadke, 1988).
<i>diffraction response</i>	Diffraktionsantwort(-funktion).
<i>dip</i>	Neigung einer Schichtgrenze.
<i>edge wave (EW)</i>	Kantendiffraktion (Klem-Musatov, 1980).

<i>geometrical spreading factor (L)</i>	geometrische Amplitudendivergenz, geometrischer Spreading-Faktor, geometrischer Ausbreitungsverlust.
<i>image</i>	Abbild des Untergrundes.
<i>normal moveout (NMO)</i>	offsetabhängige Laufzeitänderung für Reflexionen.
<i>offset</i>	Schußpunkt-Aufnehmer-Abstand.
<i>plane rays</i>	"Ebenenstrahlen"; Strahlen, die in einem 2-D Medium mit Streichrichtung Y in der XZ-Ebene verlaufen.
<i>in-plane</i>	in Profilrichtung.
<i>off-plane</i>	senkrecht zur Profilrichtung.
<i>poststack</i>	nach dem Stapeln.
<i>prestack</i>	vor dem Stapeln.
<i>ray tracing</i>	Strahlenmethode.
<i>root mean square velocity (<math>v_{rms}</math>)</i>	quadratisch gemittelte Geschwindigkeit.
<i>seismic response</i>	seismische Antwort des Untergrundes.
<i>source (S)</i>	seismische Quelle.
<i>splitspread</i>	beidseitige Aufnahmeraumlage.
<i>stack</i>	Stapeln; Summation oder Überlagerung zusammengehöriger Spuren, z.B. der Spuren einer CMP-Familie.
<i>true amplitude (TA)</i>	amplitudengetreu (Bortfeld, 1992; Hubral et al., 1991; Schleicher, 1993); die ursprüngliche Definition beschränkt sich auf die Eliminierung der geometrischen Amplitudendivergenz, in dieser Arbeit wurde sie auf die Kompensation von Amplitudendivergenz und Transmissionsverlusten erweitert.
<i>wavelet</i>	Signalform.

## Abstract

Reflection seismic data processing is designed to analyse and process in particular the *reflected* part of the recorded wavefield. *Diffracted* arrivals, in contrast, are mostly neglected or even suppressed. However, they contain, in a similar way as reflections, valuable information about the subsurface structure and the velocity distribution, which are the main targets for seismic investigations. Diffractions occur at subsurface discontinuities, e.g. at the termination of reflectors, at faults or pinch-outs. These are geological structures, which play an important role within seismic interpretation. In view of this mostly unused potential of subsurface information a new method for modelling, analysis and imaging of diffracted wavefields has been developed in order to detect and help the interpretation of diffractive subsurface structures.

This new method is based on the asymptotic ray theory extended by the edge wave theory. *Dynamic ray tracing* is used for modelling the kinematics and dynamics of wave propagation within a given 2-D macro velocity model and the *edge wave method* allows the calculation of diffraction amplitudes in laterally inhomogeneous media. Following the concept of the common fault point (CFP) stack, which images subsurface discontinuities within a horizontally layered medium in time, the new method was named CFP migration. In contrast to the CFP stack, the CFP migration images structural discontinuities of variable geometry in depth, taking into account ray path bending, geometrical spreading and transmission loss based on the macro model. To achieve this, each subsurface point within the chosen target area is considered as a potential diffraction edge whose seismic response is kinematically and dynamically modelled. The necessary dip for characterising the diffractive structure and thus its seismic response is extracted by a diffraction stack with multiple weights, directly from the input shot gathers. The relevant events are dynamically corrected using the modelled diffraction response, stacked and imaged at the corresponding subsurface point. After repeating this procedure for whole the target area, *diffraction points* are marked by high amplitudes in the resulting CFP section. Due to the specific phase characteristics of forward and backward scattered waves the correction and stacking assure destructive interference of the reflected energy while leading to an enhancement of the diffractive energy. Simultaneously, the multiple-weighted diffraction stack enables the extraction of the *true amplitude* (TA) signal, which constitutes the complementary depth section of *reflective structures*. In contrast to the original definition of the TA migration, which is confined to the compensation of the

geometrical spreading loss, the new migration scheme additionally takes into account the calculated transmission loss within the macro model. Together with the CFP section, where the dynamic effects of the transmission loss are compensated in the same manner, two complementary depth images of the target area are produced. These sections can be directly compared regarding the structure, amplitude and phase, in order to obtain a combined and detailed interpretation of the subsurface structures.

After locating subsurface diffractors on the migrated sections, their corresponding wavefield can be further analysed for verification of the validity of the macro model. Diffraction amplitudes contain information about the diffractor geometry, i.e. local dip of the diffracting edge, and the kinematics of diffractions reflect the velocity distribution of the overburden. Specially designed focusing analysis methods based on the variation of dip and diffraction traveltimes have been developed and tested for their performance in determining the best focusing parameters. Whereas the dip analysis shows little sensitivity but reflects the robustness of the CFP migration with respect to inaccuracies in the automatically extracted dip, the velocity analysis shows a better resolution and enables the verification of the used velocity macro model in the presence of strong edge diffracted energy.

First applications on marine reflection seismic data sets demonstrate that the new migration method can add valuable information to the interpretation of small scaled diffractive structures, e.g. faults with small throws, or irregular interfaces near the limits of resolution, e.g. minor fault steps in the oceanic crust. The flexibility of the used ray method further permits an expansion of the application field for complex acquisition and data configurations, e.g. ocean bottom registrations or surface multiples, which usually cannot be incorporated in the standard processing schemes.

The main restrictions of the method are on the one hand due to the assumption that the wave propagation can be described by zero order ray theory extended by edge wave diffractions, and on the other hand due to the model parametrisation. Particularly, the used model composed of straight interface segments limits the validity of the paraxial traveltime approximation, on which the amplitude calculation for diffractions is based. While inaccuracies due to this affect stronger the forward modelling, the superposition of the migration results for various registrations (shot gathers) reduces these artefacts. Further restrictions exist for the method of stationary phase, which is the base for the TA migration and the dip determination, as diffracted rays due to model corners in the overburden originally cannot be integrated in this method. For those diffracted rays a new additional weighting function is proposed, which consists of the edge wave diffraction response and enables the reduction of otherwise present artefacts.



The combined application of the TA and CFP migration on field data sets already has yielded promising results, due to the complementary subsurface images and has proved the practical applicability and usefulness of the migration scheme. The focusing analysis still needs further investigation with respect to the significance and reliability of the results.

Zusammenfassung

This new method is an example for an object-oriented processing strategy, which uses the a priori knowledge of the target structures under investigation, in order to identify, locate and characterise them. In this sense the CFP migration is oriented towards the kinematic and dynamic characteristics of diffractions. It uses the fundamental relation between diffraction and reflection, in order to obtain the necessary dip for characterising the diffractive structure. The CFP section together with the TA section constitute a complete image of both reflective and diffractive subsurface structures. Besides the useful application-specific aspects this work is aimed to draw special attention to new intelligent processing strategies, which exploit all present information in an combined and target-oriented way.

Die neue Methode beruht auf der dynamischen Strahlentheorie und der Edge-Wave Theorie. Erweitert wird die Nachführung von Grenzfeldern und Kinematik der Wellenausbreitung in einem unregelmäßig DGM-konformem Medium um die Ausbreitungsberechnung diffraktiver Wellen in einem unregelmäßigem Medium. In Anlehnung an den Begriff der "CFP-Topologie" (CFP-topology) wird die neu entwickelte Methode "CFP-Migration" benannt. Im Gegensatz zur CFP-Topologie, welche die Untergangsdifferenzialen innerhalb eines unregelmäßig konformierten Mediums im Zeitbereich behält, ermöglicht die CFP Migration eine Abbildung von Differenzialstrukturen (a) unabhängig von der Neigung und (b) unter Berücksichtigung von Reflexionsverhalten im freien räumlichen Untergangsbereich im Tiefbereich. Hierzu wird jeder Untergangspunkt als potentieller Differenzialpunkt betrachtet und der entsprechende Differenzialwellenfeld erstellt. Die zur Berechnung der Edge-Wave-Differenzial benutzte notwendige Neigung am Analysepunkt erfolgt über das komplexe Differenzialverhalten und zuzugewandenen Geschwindigkeiten durch die den analysierten Grenzfeldern. Aufgrund dieser mathematischen Anwendungen und Charakteristika werden die gewonnenen Ergebnisse dynamisch korrigiert, ausgestapelt und im Analysepunkt abgebildet. Nach sorgfältiger Bearbeitung aller Analysepunkte zeichnen sich Differenzialstrukturen als hohe Amplitudenwerte in der resultierenden CFP-Tiefensektion ab. Aufgrund der berücksichtigten CFP-Charakteristika zwischen vor- und zurückgewandenen Wellen führt die Korrektur und Stapelung

Die neue Methode beruht auf der dynamischen Strahlentheorie und der Edge-Wave Theorie. Erweitert wird die Nachführung von Grenzfeldern und Kinematik der Wellenausbreitung in einem unregelmäßig DGM-konformem Medium um die Ausbreitungsberechnung diffraktiver Wellen in einem unregelmäßigem Medium. In Anlehnung an den Begriff der "CFP-Topologie" (CFP-topology) wird die neu entwickelte Methode "CFP-Migration" benannt. Im Gegensatz zur CFP-Topologie, welche die Untergangsdifferenzialen innerhalb eines unregelmäßig konformierten Mediums im Zeitbereich behält, ermöglicht die CFP Migration eine Abbildung von Differenzialstrukturen (a) unabhängig von der Neigung und (b) unter Berücksichtigung von Reflexionsverhalten im freien räumlichen Untergangsbereich im Tiefbereich. Hierzu wird jeder Untergangspunkt als potentieller Differenzialpunkt betrachtet und der entsprechende Differenzialwellenfeld erstellt. Die zur Berechnung der Edge-Wave-Differenzial benutzte notwendige Neigung am Analysepunkt erfolgt über das komplexe Differenzialverhalten und zuzugewandenen Geschwindigkeiten durch die den analysierten Grenzfeldern. Aufgrund dieser mathematischen Anwendungen und Charakteristika werden die gewonnenen Ergebnisse dynamisch korrigiert, ausgestapelt und im Analysepunkt abgebildet. Nach sorgfältiger Bearbeitung aller Analysepunkte zeichnen sich Differenzialstrukturen als hohe Amplitudenwerte in der resultierenden CFP-Tiefensektion ab. Aufgrund der berücksichtigten CFP-Charakteristika zwischen vor- und zurückgewandenen Wellen führt die Korrektur und Stapelung

## Zusammenfassung

Die reflexionsseismische Datenverarbeitung ist vor allem auf die Auswertung der *reflektierten* Anteile des registrierten seismischen Wellenfeldes ausgerichtet; *diffraktierte* Einsätze werden dagegen bei der Bearbeitung gewöhnlich vernachlässigt oder gar unterdrückt. Diffraktionen enthalten jedoch ebenfalls wichtige Informationen über Struktur und Geschwindigkeitsverteilung im Untergrund. Sie entstehen an Untergrunddiskontinuitäten, wie z.B. abrupt endenden Schichtgrenzen, Verwerfungen oder auskeilenden Schichten, geologischen Strukturen also, welchen bei der seismischen Interpretation oft eine entscheidende Rolle zukommt. Im Hinblick auf das im allgemeinen ungenutzte Informationspotential derartiger Diffraktionen wurde im Rahmen dieser Arbeit eine neuartige Bearbeitungsmethode entwickelt: Sie dient der Modellierung, Analyse und Abbildung diffraktierter Wellenfeldanteile, um die Detektion und Interpretation von Diskontinuitäten im Untergrund zu unterstützen.

Diese neue Methode basiert auf der dynamischen Strahlenmethode und der Edge-Wave-Theorie. Erstere dient der Modellierung von Dynamik und Kinematik der Wellenausbreitung in einem vorgegebenen 2-D Makromodell, letztere ermöglicht die Amplitudenberechnung diffraktierter Wellen in lateral inhomogenen Medien. In Anlehnung an den Begriff der "CFP-Stapelung" (CFP = *common fault point*) wurde die neu entwickelte Methode "CFP-Migration" benannt. Im Gegensatz zur CFP-Stapelung, welche Untergrunddiskontinuitäten innerhalb eines horizontal geschichteten Mediums im Zeitbereich abbildet, ermöglicht die CFP-Migration eine Abbildung von Diffraktionsstrukturen (a) unabhängig von der Neigung und (b) unter Berücksichtigung von Refraktionseffekten an ihren wahren Untergrundpositionen im Tiefenbereich. Hierzu wird jeder Untergrundpunkt als potentieller Diffraktionspunkt betrachtet und das entsprechende Diffraktionswellenfeld modelliert. Die zur Berechnung der Edge-Wave-Diffraktionsantwort notwendige Neigung am Analysepunkt erfolgt über eine doppelte Diffraktionsstapelung mit zwei verschiedenen Gewichtsfunktionen direkt aus den schußsortierten Eingabedaten. Anhand dieser modellierten Amplituden- und Phasencharakteristik werden die relevanten Einsätze dynamisch korrigiert, aufgestapelt und am Analysepunkt abgebildet. Nach derartiger Bearbeitung aller Analysepunkte zeichnen sich *Diffraktionsstrukturen* als hohe Amplitudenwerte in der resultierenden CFP-Tiefensektion ab. Aufgrund der berücksichtigten Phasencharakteristik zwischen vor- und zurückgestreuten Wellen führt die Korrektur und Stapelung

bei Reflexionen zu destruktiver Interferenz, so daß diese in der CFP-Sektion unterdrückt werden. Mittels einer dritten Gewichtsfunktion bei der Diffraktionsstapelung wird parallel das sogenannte TA-Signal (TA = *true amplitude*) berechnet. Dessen analoge Abbildung liefert eine amplitudentreue Tiefensektion der *Reflexionsstrukturen*. Im Gegensatz zur herkömmlichen TA-Migration, die sich auf die Kompensation der geometrischen Ausbreitungsverluste beschränkt, wurden hier zusätzlich die modellierten Transmissionsverluste berücksichtigt. Zusammen mit der CFP-Sektion, bei der in gleicher Weise die Transmissionsverluste korrigiert wurden, stehen somit zwei komplementäre Abbilder des Untergrundes zur Verfügung, die direkt in Struktur, Dynamik und Phase miteinander verglichen und zu einer kombinierten Interpretation verwendet werden können.

Sind Untergrundpunkte anhand des CFP-Migrationsergebnisses als Diffraktoren erkannt, kann das zugehörige diffraktierte Wellenfeld zur Überprüfung des verwendeten Makromodells herangezogen werden: Die *Dynamik* enthält Informationen über die Streukörpergeometrie, d.h. die Neigung am Diffraktionspunkt; die *Kinematik* spiegelt die Geschwindigkeitsverteilung im Untergrund wider. Basierend auf der Variation von Neigung und Diffraktionslaufzeitkurve wurden speziell darauf zugeschnittene Fokussierungsanalysen entwickelt und hinsichtlich der Bestimmung der optimalen Fokussierungsparameter getestet. Während sich die *Neigungsanalyse* als wenig empfindlich zeigt und durch die präsenten Reflexionen stark beeinträchtigt wird, reagiert die *Geschwindigkeitsanalyse* wesentlich sensibler und verspricht verwertbare Ergebnisse zu liefern.

Erste Anwendungen an synthetischen und realen Datensätzen belegen, daß die entwickelte Methode wertvolle Zusatzinformationen zur Detektion und Interpretation von Störungen mit geringfügigen Reflektorversätzen oder von tief liegenden Bruchstrukturen, wie sie in der ozeanischen Kruste vorkommen, beitragen kann. Die Flexibilität der verwendeten Strahlenmethode erlaubt zudem, den Anwendungsbereich auch auf komplexere Akquisitions- oder Datenkonfigurationen, wie z.B. Meeresbodenregistrierungen oder Oberflächenmultiple, die gewöhnlich nicht in die Bearbeitungsverfahren der Reflexionsseismik einbezogen werden können, auszudehnen.

*Einschränkungen* der Methode bestehen einerseits infolge der zu Grunde liegenden Strahlenmethode und der Edge-Wave-Theorie und andererseits aufgrund der gewählten Modellparametrisierung. Durch den hier verwendeten Modellaufbau aus geraden Grenzflächenabschnitten wird nämlich der Gültigkeitsbereich der paraxialen Laufzeitapproximation, auf welcher die Amplitudenberechnung für Diffraktionen beruhen, entscheidend eingeschränkt. Während dies vor allem bei der Modellierung zu Tage tritt, vermag die Überlagerung der Migrationsresultate für verschiedene Registrierungen (Schußfamilien) diese Unzulänglichkeiten im allgemeinen auszugleichen. Die durch den Modellaufbau bedingten Ecken verursachen auch bei der Methode der stationären Phase, auf welcher die

TA-Migration und die Neigungsbestimmung beruhen, Einschränkungen. Für die dadurch hervorgerufenen diffraktierten Strahlen im Oberbau wird bei der Diffraktionsstapelung eine neuartige zusätzliche Gewichtung mit der Edge-Wave-Diffraktionsantwort vorgeschlagen, die es ermöglicht ansonsten auftretende Artefakte stark zu reduzieren.

Während die kombinierte Anwendung der TA- und der CFP-Migration auf Felddaten bereits erfolgversprechende Resultate aufgrund der sich ergänzenden Untergrundabbilder liefern konnte und die praktische Anwendbarkeit der Migrationsmethode unter Beweis stellte, sind bei den Fokussierungsanalysen und bei komplexen Makromodellen noch weitere Untersuchungen hinsichtlich der Signifikanz und Zuverlässigkeit der Ergebnisse notwendig.

Die entwickelte Methode ist exemplarisch für eine neue objektorientierte Bearbeitungsstrategie, welche a priori Kenntnisse über Eigenschaften und Beziehungen der zu untersuchenden Zielobjekte verwendet, um sie anhand dieser Merkmale zu identifizieren, zu detektieren oder zu charakterisieren. In diesem Sinne ist die CFP-Migration auf die kinematischen und dynamischen Charakteristika von Diffraktionen ausgerichtet. Dabei nutzt sie den fundamentalen Zusammenhang zwischen Diffraktion und Reflexion, um die zur CFP-Migration notwendige Neigung individuell aus den Eingabedaten zu bestimmen. Zusammen mit der parallel erstellten TA-Sektion wird somit eine umfassende Abbildung der Untergrundstrukturen ermöglicht. Neben den nützlichen anwendungsspezifischen Gesichtspunkten soll mit dieser Arbeit daher auf neue "intelligente" Bearbeitungsmethoden aufmerksam gemacht werden, die flexibel und objektorientiert das vorhandene Informationspotential in optimaler Weise ausnutzen.

# Kapitel 1

## Einleitung

### 1.1 Einleitung

Moderne Bildverarbeitungsmethoden (*image processing*) sind heutzutage wichtige Bestandteile bei der mehrdimensionalen Datenanalyse, -auswertung und -darstellung. Ihre Anwendungsbereiche reichen von der Erkennung entfernter Sternstypen mit astronomischen Größenordnungen bis hin zur mikroskopischen Analyse und Erfassung von Zellstrukturen in Biologie und Medizin. Hierbei ist die automatische Mustererkennung (*pattern recognition*), z.B. mit Hilfe neuronaler Netzwerke, ein Forschungsschwerpunkt. Die Bearbeitungsmethoden der Reflexionsseismik sind aufgrund der komplexen Datenmengen jedoch noch weit davon entfernt, solche Expertensysteme standardmäßig einzusetzen. Intelligente Analysetechniken, die die Charakteristika der Zielobjekte berücksichtigen und die Bearbeitung darauf abstimmen, sind daher erste Schritte in diese Richtung. Eine derartige objektorientierte Analyse reflexionsseismischer Daten, welche speziell auf diffraktierte Wellenfelder ausgerichtet ist, ist Gegenstand dieser Arbeit.

Die Reflexionsseismik macht davon gebrauch, daß seismische Energie, die künstlich nahe der Erdoberfläche erzeugt wird, in der Tiefe an geologischen Schichtgrenzen zurückgeworfen wird, sofern sich dort die Wellengeschwindigkeit oder die Dichte sprunghaft ändert. Somit werden Informationen über Struktur und Beschaffenheit des Untergrundes in Form seismischer Wellen an die Oberfläche zurückgetragen. Diese Signale werden als Bodenbewegung oder Druckwellen aufgezeichnet und nach digitaler Datenbearbeitung interpretiert. Die Datenaufnahme, die anschließende Bearbeitung sowie die Interpretation sind bisher im wesentlichen auf die *reflektierte* Energie, welche sich gemäß dem Snellius'schen Brechungsgesetz ausbreitet, ausgerichtet. Treffen seismische Wellen jedoch auf Untergrundstrukturen mit einem Krümmungsradius kleiner als die Wellenlänge, gelten die

gewöhnlichen Reflexions- und Refraktionsgesetze nicht mehr: Die seismische Energie wird *diffraktiert*, d.h. in alle Richtungen gestreut. Bei seismischen Wellenlängen von mehreren Zehner bis einigen Hundert Metern tritt das an Verwerfungen, Abbruchkanten oder ähnlichen scharfen, insbesondere lateralen, Diskontinuitäten der Gesteinsparameter auf. Es handelt sich meist um Strukturen, welche hinsichtlich Tektonik und geologischer Entwicklung von besonderem Interesse sind. Ihre Detektion und korrekte Lokalisierung im Untergrund ist eines der Hauptprobleme bei der Interpretation seismischer Daten.

Diffraktierte Wellen, oder kurz Diffraktionen genannt, beinhalten ebenso wie Reflexionen wichtige Informationen über den Untergrund: Ihre Laufzeiten lassen Rückschlüsse auf die seismischen Ausbreitungsgeschwindigkeiten im Oberbau und die Tiefenlage der Streuobjekte zu, ihre Dynamik liefert Informationen über die Geometrie der Streuobjekte. Trotz der außergewöhnlichen Bedeutung derartiger Diskontinuitäten für die Interpretation wird dem Informationsgehalt diffraktierter Signaleinsätze bei der konventionellen seismischen Datenbearbeitung im allgemeinen nicht Rechnung getragen. Im Gegenteil, Diffraktionen werden gewöhnlich als Störsignal angesehen, und es wird versucht, sie bei der Bearbeitungssequenz zu unterdrücken. Ziel dieser Arbeit ist es, gerade diese diffraktierten Wellenfelder zu untersuchen und die gesamte darin enthaltene Information zu nutzen, um detaillierte Aussagen über die Untergrundstrukturen machen zu können. Im einzelnen müssen dazu Diffraktionen anhand ihrer charakteristischen Eigenschaften im Gesamtwellenfeld erkannt werden und die zugehörigen Diskontinuitäten in einem Untergrundmodell lokalisiert werden. Analysen durch Variation der Untergrundparameter, wie Geschwindigkeit und Neigung, sollen zusätzliche Anhaltspunkte über die Gültigkeit des Modells liefern und dessen iterative Optimierung erlauben.

Der folgende kurze historische Rückblick zeigt das zunehmende Interesse an Diffraktionen in der Seismik in theoretischer wie praktischer Hinsicht und bildet die Motivationsgrundlage zu dieser Arbeit. Die Bedeutung diffraktierter Wellenfelder für die Interpretation von Verwerfungen wurde bereits sehr früh erkannt (Krey, 1952; Kunz, 1960). Haagedorn (1954) zeigte schon in den Anfängen der Reflexionsseismik, wie das visuelle Auffinden und Markieren von Diffraktionshyperbeln auf seismischen Sektionen eine hilfreiche Zusatzinformation zur Detektion, Lokalisierung und Interpretation von Untergrundstrukturen liefern kann. Ob es sich bei den Ursachen für solche Diffraktionen um auskeilende Schichten, vertikale Reflektorversätze, Abbruchkanten oder andere abrupte Änderungen in den physikalischen Parametern handelt, läßt sich meist nur im Zusammenhang mit den Reflexionen und dem geologischen Kontext klären.

Eine allgemeine theoretische Grundlage zur Beschreibung von Diffraktionen wurde mit Kellers *Geometrical Theory of Diffractions* (1962) gelegt. Während diese Theorie die geometrische Ausbreitung

diffrakterter Wellen durch Strahlen zu beschreiben vermag, so versagt sie bei der Bestimmung der Dynamik in einzelnen kritischen Bereichen, den sogenannten Boundary-Layers (Klem-Musatov et al., 1994). In Arbeiten von Trorey (1970) und Hiltermann (1970) sind analytische Lösungen zur Berechnung der seismischen Antwort von strukturellen Untergrunddiskontinuitäten bei identischer Schuß- und Aufnehmerposition (*Zero-Offset*) in homogenen Medien gegeben. Sie basieren auf der Lösung der Wellengleichung mit Hilfe des Kirchhoffschen retardierten Potentials und lassen sich als Konvolution des Quellsignals mit einer Diffraktionsantwortfunktion formulieren. Wichtige Amplituden- und Phasencharakteristika diffrakterter Wellen, wie z.B. der 180°-Phasenwechsel und die Halbierung der Amplitude direkt über der Kante eines horizontalen Halbschirms, wurden bereits hier erkannt. Motiviert durch erste Amplitudenanalysen zum direkten Nachweis von Kohlenwasserstoffen hat Hiltermann (1975) anschaulich dargestellt, wie die Reflektorgeometrie und die Entstehung von Diffraktionen und deren Amplitudenverhalten zusammenhängen.

In der Praxis sind Diffraktionen notwendigerweise vor dem Stapeln, bei variablem Offset zu untersuchen. Die üblichen gestapelten seismischen Sektionen stellen nämlich nur in begrenztem Maße das Ergebnis eines wahren Zero-Offset-Experimentes dar. Insbesondere die unterschiedlichen Laufzeiten von diffraktierten und reflektierten Wellen führen dazu, daß die diffraktierte Energie beim Stapeln, aufgrund der auf Reflexionen ausgerichteten kinematischen Korrektur, gewöhnlich unterdrückt wird. Die Grundlage zur Beschreibung diffrakterter Wellenfelder bei variablem Offset schafften Trorey (1977) und Berryhill (1977) durch die Herleitung analytischer Lösungen in homogenen Medien unter der Annahme horizontaler Lagerung. Das überraschende Hauptergebnis beider Untersuchungen ist, daß die Diffraktionsamplitude im wesentlichen durch die relative Lage des gemeinsamen Schuß-Aufnehmer-Mittelpunktes (CMP = *common midpoint*) bezüglich der Lokation der Diffraktionskante bestimmt wird und nahezu unabhängig vom Offset ist.

Bei der digitalen seismischen Datenverarbeitung erlangten Diffraktionen erst relativ spät Aufmerksamkeit. Auch sind meist nur Teile der in Diffraktionen vorhandenen Information verwendet worden. Harlan et al. (1984) extrahierten diffraktierte Wellen aus gestapelten Sektionen und benutzten ihr Fokussierungsverhalten bei der Migration zur Bestimmung der optimalen Migrationsgeschwindigkeiten. Landa et al. (1987) haben eine Methode zur Detektierung von diffraktierten Wellenfeldern auf Common-Offset(CO)-Sektionen vorgeschlagen. Sie modellieren die kinematischen und dynamischen Eigenschaften diffrakterter Wellenfelder und schlagen eine automatische Identifizierung derselben mit Hilfe einer Korrelationsmethode vor. Das Ergebnis des Korrelationsprozesses wird im Zeitbereich auf der sogenannten D-Sektion, welche die Lokationen von Diffraktoren anhand hoher Amplitudenwerte erkennen läßt, abgebildet. Die Einschränkung auf den Common-Offset-Bereich, die Annahme horizontaler Lagerungsverhältnisse und die für Felddaten verwendete auto-

matische Amplitudenangleichung ermöglichen jedoch nur die Verwendung eines Teils der in Diffraktionen enthaltenen Informationen.

Eine vielversprechende Methode zur Detektion und Abbildung von Reflektordiskontinuitäten wurde von Kanasewich und Phadke (1988) entwickelt. Sie führten den Begriff der sogenannten *Common-Fault-Point*(CFP)-Stapelung ein. Ihre Methode faßt, analog zur CMP-Sortierung, alle Signale, die von einem gemeinsamen Diffraktionspunkt herrühren, zusammen. Sie werden kinematisch und zusätzlich dynamisch, einschließlich der Phase, korrigiert, um eine konstruktive Interferenz diffraktierter Einsätze bei der Stapelung zu erzielen. Dabei gleicht vor allem die hohe Anzahl der Summationsspuren, welche um eine Größenordnung höher ist als bei der CMP-Stapelung, die wesentlich schwächeren Amplituden der Diffraktionen aus. Die resultierende CFP-gestapelte Sektion weist Diffraktorlokationen anhand starker Amplituden aus und dient als nützliche Hilfe bei der Interpretation der CMP-gestapelten Sektion: Verwerfungen, Intrusionen und andere Diskontinuitäten lassen sich durch die Kombination der Information beider Sektionen als solche klar erkennen. Sowohl die verwendete dynamische Korrektur, die auf den Ergebnissen von Berryhill (1977) basiert, als auch die kinematische Korrektur, welche auf geschichtete Medien mit einer mittleren Geschwindigkeit erweitert wurde, setzen jedoch horizontal geschichtete Medien mit geringen lateralen Geschwindigkeitsvariationen voraus. In einer nachfolgenden Arbeit (Phadke und Kanasewich, 1990) wurde zudem auf das sehr gute Auflösungsvermögen durch die Abbildung diffraktierter Wellenfelder selbst gegenüber aufwendigen Migrationsverfahren vor dem Stapeln (*prestack*) aufmerksam gemacht. Diese Eigenschaft bietet vor allem nützliche Anwendungsmöglichkeiten bei der Detektion von Verwerfungen mit nur geringem vertikalen Versatz. Wesentliche Einschränkung bleibt jedoch die Annahme horizontaler Lagerungsverhältnisse.

Bei komplexen Lagerungsverhältnissen stößt die CFP-Methode, ebenso wie das CMP-Konzept (Kuhn, 1985), an die Grenzen der Anwendbarkeit: Refraktionseffekte aufgrund starker Geschwindigkeitsvariationen im Oberbau führen zum Verschmieren der seismischen Energie (Peddy et al., 1986), zu einer geringeren Abbildungsschärfe und somit zu einem verminderten Auflösungsvermögen. Zudem werden die Untergrundstrukturen nicht mehr an ihrer wahren Lage und geometrisch korrekt abgebildet. Das analoge Problem bei der CMP-Stapelung mit der anschließenden Zeitmigration (*poststack time migration*) wurde durch Erweiterungen wie Dip-Moveout-Korrekturen (Deregowski, 1986) oder durch den Übergang zur Tiefenmigration vor dem Stapeln (*prestack depth migration*) zu lösen versucht (Schultz und Sherwood, 1980). Insbesondere bei starken lateralen Geschwindigkeitsvariationen liefert die Tiefenmigration vor dem Stapeln verbesserte Abbilder des Untergrundes (Denelle et al., 1986; Yilmaz, 1987). Neben diesen allgemeinen Schwierigkeiten bei stark inhomogenen Medien stellt die



Bestimmung der Dynamik und insbesondere die Lage des charakteristischen Phasenwechsels ein weiteres spezielles Problem bei Diffraktionen dar.

Die bisherigen Detektions- und Abbildungsmethoden für Diffraktionen beschränken sich auf Untergrundmodelle mit horizontaler Lagerung. In diesem Fall lassen sich einerseits die Diffraktionsamplituden durch die analytischen Lösungen für homogene Medien hinreichend genau beschreiben, andererseits genügen geometrische Überlegungen zur Festlegung der Lage des charakteristischen  $180^\circ$ -Phasenwechsels. Eine entsprechende Erweiterung, vergleichbar mit der Prestack-Tiefenmigration, auf den allgemeinen Fall inhomogener Medien mit komplexen Lagerungsverhältnissen steht noch aus. Die Grundvoraussetzung dafür ist eine flexible Modellierungstechnik zur Berechnung der Kinematik und Dynamik von Diffraktionen in inhomogenen Medien. Die Bestimmung der Kinematik ist bereits mit herkömmlichen Strahlenmethoden möglich. Zur Modellierung der Dynamik wurden mit der *Edge-Wave-Methode* (Klem-Musatov und Aizenberg, 1985, 1989) und der *Gaussian-Beam-Methode* (Červený et al., 1982) zwei Techniken vorgestellt, die in Verbindung mit dynamischen Strahlenmethoden dahingehend Erfolg versprechen. Beide Methoden wurden von Rabbel (1987) zur Erkundung oberflächennaher Störzonen herangezogen und getestet. Obwohl beide Methoden erfolgreich in ein paraxiales Ray-Tracing-Programm integriert werden konnten, ist die Edge-Wave-Methode aufgrund der einfacheren Parameterwahl (Rabbel, 1987) zur Modellierung von Diffraktionen in inhomogenen Medien zu bevorzugen. Darauf aufbauend haben Klaeschen et al. (1994) diese erweiterte Strahlenmethode automatisiert, so daß selbst komplexe Untergrundstrukturen zufriedenstellend modelliert werden können. Ermuntert durch den Erfolg dieser Methode bei der Vorwärtsmodellierung, wurde im Rahmen dieser Arbeit eine inverse Methode zur Abbildung von Diffraktionen entwickelt.

In Anlehnung an die Arbeit von Kanasewich und Phadke (1988) wird im folgenden eine Methode vorgestellt, die die CFP-Stapelung im Zeitbereich für horizontal geschichtete Medien in eine Tiefenmigration diffraktierter Wellenfelder für komplexe Medien weiterentwickelt. Sie stützt sich auf die dynamische Strahlenmethode zur Berechnung von Kinematik und Dynamik der regulären Wellenausbreitung in einem vorgegebenen Makromodell und auf die Edge-Wave-Methode zur Modellierung der Diffraktionsamplituden. Das Problem der Bestimmung der sogenannten Schattengrenze mit der charakteristischen Phasenumkehr wird mit Hilfe multipler Gewichte bei einer zweifachen Diffraktionsstapelung gelöst. Diese neue Methode ermöglicht es, Diffraktionsstrukturen ohne a priori Information über deren Geometrie in inhomogenen Medien zu detektieren und in einer Tiefensektion abzubilden. Zusätzlich werden durch spezielle Analysen der diffraktierten Wellenfelder weitere Rückschlüsse auf Untergrundparameter wie die Neigung der Strukturen oder die Geschwindigkeiten im Oberbau gezogen.

Mit dieser Methode wird eine neuartige Strategie der Datenbearbeitung verfolgt, welche nicht mehr von vorbestimmten Bearbeitungsparametern ausgeht, sondern die optimalen Parameter, hier die Neigung der Diffraktionskante, automatisch und individuell aus den Daten extrahiert und anwendet. Dabei wird der fundamentale Dualismus zwischen Reflexionen und Diffraktionen hinsichtlich ihres Informationsgehaltes und ihrer Freiheitsgrade in Kinematik und Dynamik aufgezeigt.

## 1.2 Kapitelübersicht

Nach den einleitenden Bemerkungen wird in Kapitel 2 die Problemstellung näher beschrieben. Die charakteristischen Merkmale diffrakter Wellenfelder, die es zu modellieren gilt, werden anhand von einfachen Beispielen schematisch erläutert: Während das Makrogeschwindigkeitsmodell im wesentlichen die Kinematik bestimmt, ist die Geometrie der Streukörper vor allem für die Dynamik verantwortlich. Die erfolgreiche und rechentechnisch effektive Vorwärtsmodellierung derartiger Diffraktionswellenfelder ist Voraussetzung für die angestrebte Detektierung und die Abbildung der Untergrunddiskontinuitäten. Die Untersuchung der seismischen Daten hinsichtlich Verifizierung oder Aufdatierung der Modellparameter, wie des Makrogeschwindigkeitsmodells und der Diffraktor-geometrie, wird mit Hilfe von speziellen Fokussierungsanalysen vorgeschlagen.

Im dritten Kapitel werden die theoretischen Grundlagen zur Beschreibung von Kinematik und Dynamik diffrakter Wellenfelder dargelegt und auf die ausgewählten Modellierungsmethoden übertragen. Dazu werden die dynamische Strahlenmethode (Ray-Tracing) und die Edge-Wave-Methode vorgestellt. Neben den Laufzeitberechnungen mit der Strahlenmethode ist insbesondere das Amplitudenverhalten Hauptthema dieses Abschnitts. Die Diffraktionsamplitude wird in Einzelanteile wie die geometrische Amplitudendivergenz, Transmissionsverluste und nicht zuletzt den Diffraktionskoeffizienten aufgespalten. Letzterer kann wiederum zerlegt werden in den Reflexionskoeffizienten, der durch Impedanzkontrast und Einfallswinkel bestimmt wird, und die Diffraktionsantwort, welche im wesentlichen von der Geometrie des Streukörpers bezüglich des Beobachtungspunktes abhängt.

Nach diesen theoretischen Zusammenhängen wird im Kapitel 4 zur praxisorientierten Umsetzung übergegangen. Die Realisierung umfaßt drei Hauptabschnitte: Modellierung, Migration und Fokussierungsanalysen. Die effektive Vorwärtsmodellierung als Voraussetzung zur Analyse und Migration diffrakter Wellenfelder wird in ihren Einzelschritten an einem einfachen Modell vorgestellt. Sie teilt sich auf in kinematische und dynamische Effekte im Oberbau und das dynamische Verhalten

einer potentiellen Diffraktionskante am Analysepunkt. Bis auf die bei der Vorwärtsmodellierung vorgegebene Neigung der Diffraktionskante stehen nun alle Größen bereit, die zur Einzelanalyse derartiger Wellenfelder im Gesamtwellenfeld, benötigt werden. Die letztlich entscheidende Neigungsbestimmung erfolgt durch eine doppelte Diffraktionsstapelung der Eingabedaten unter Verwendung verschiedener Gewichtsfunktionen. Modellierte Kinematik und Dynamik ermöglichen nun die Extraktion und die dynamische Korrektur der relevanten Einsätze. Die Summation dieser korrigierten Signale und die Abbildung an den zugehörigen Tiefenpositionen liefern schließlich ein Abbild der Diffraktionspunkte im Untergrund: die sogenannte CFP-Sektion (CFP = *common fault point*). Eine weitere dritte Gewichtsfunktion erlaubt gleichzeitig die Berechnung des amplitudengetreuen reflektierten Signals und nach Abbildung die Erstellung der migrierten Reflexionssektion: die sogenannte TA-Sektion (TA = *true amplitude*). Beide Sektionen stellen komplementäre Informationen dar und bilden so ein umfassendes Abbild der Untergrundstrukturen. Analysen der Kinematik von Diffraktionen, die durch die Geschwindigkeitsverteilung im Oberbau bestimmt wird, und der Dynamik, welche im wesentlichen durch die Streukörpergeometrie beeinflusst wird, werden im Anschluß zwecks Verifizierung und Optimierung des Makromodells getestet.

Anhand verschiedener synthetischer Modelle wird im Kapitel 5 die Anwendbarkeit der neu entwickelten Methode für ausgewählte Diffraktionsstrukturen und Aufnahmegeometrien überprüft. Die Problematik bei der Auswertung der Diffraktionsstapelung in Gegenwart von Diffraktionen im Oberbau wird diskutiert und erste Ansätze zu ihrer Lösung werden vorgestellt. Neben einem Beispiel zur Untersuchung des Abbildungsverhaltens der CFP-Migration wird die Flexibilität des strahlen-gestützten Migrationsverfahrens bei der Migration von Primäreinsätzen und Oberflächenmultiplen eines synthetischen OBH-Datensatzes (OBH = Ocean Bottom Hydrophone) demonstriert.

Ein erstes Anwendungsbeispiel mit Felddaten soll das Verhalten der neu entwickelten Methode unter realen Bedingungen untersuchen. Zielobjekte sind Überschiebungsstrukturen innerhalb der ozeanischen Sedimente am aktiven Kontinentalrand westlich von Oregon. Die komplementären Resultate der TA- und der CFP-Migration werden verglichen und die beiden Fokussierungsanalysen entlang einer detektierten Verwerfung erprobt.

Wie der Name besagt, werden im letzten Kapitel die Ergebnisse der methodischen Entwicklung und der ersten Anwendungsbeispiele diskutiert und zusammengefaßt. Mögliche Erweiterungen und erfolgversprechende Anwendungsbereiche werden angesprochen und Einschränkungen dargelegt.

## Kapitel 2

### Problemstellung

In diesem Kapitel werden Ausgangspunkt und Zielsetzung des im Rahmen dieser Arbeit vorgestellten Ansatzes zur Modellierung, Migration und Analyse diffraktierter Wellenfelder näher erläutert. Die Problematik besteht einerseits in der Beschreibung diffraktierter seismischer Wellenfelder in lateral inhomogenen Medien und andererseits in einer effizienten Parametrisierung der die Kinematik und Dynamik bestimmenden Faktoren. Nach kurzer Begriffsklärung werden die charakteristischen Erscheinungsmerkmale von Diffraktionen in verschiedenen reflexionsseismischen Datenkonfigurationen schematisch dargestellt und qualitativ beschrieben. Dies bildet die Grundlage zum Verständnis der in dieser Arbeit verfolgten Methodik, welche als objektorientierte Modellierung und Einzelschußanalyse bezeichnet werden kann. Die daraus resultierenden Anforderungen, wie die flexible und unabhängige Beschreibung von Diffraktionen, führen schließlich auf die dynamische Strahlenmethode und die Edge-Wave-Methode als geeignete Verfahren hin. Nach Gegenüberstellung der vorgegebenen Ausgangsinformationen und der gesuchten Modellparameter wird am Ende dieses Kapitels ein kurzer Abriß des Lösungsansatzes vorgestellt.

#### 2.1 Diffraktierte Wellenfelder in reflexionsseismischen Daten

Zur Bestimmung der Untergrundstrukturen werden in der Reflexionsseismik an einzelnen Lokationen durch Sprengungen oder andere Quellen seismische Wellen erzeugt. Diese durchqueren den Untergrund und werden aufgrund der physikalischen Eigenschaften im Untergrund gebeugt, reflektiert oder gestreut. An einer Vielzahl von Aufnehmern werden sie dann nahe der Oberfläche in Form von Bodenbewegungen oder Druckänderungen als Funktion der Zeit aufgezeichnet. Schußpunkt- und Aufnehmerpositionen sind dabei im allgemeinen in einem regulären Gitter angeordnet, um so eine

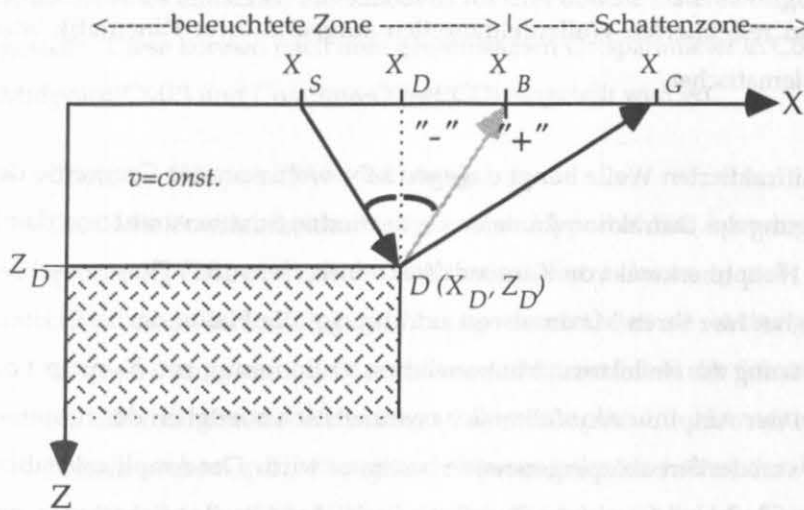
möglichst gleichmäßige Durchschallung, oder fachlich ausgedrückt Überdeckung, des Untergrundes zu erreichen. Ziel der seismischen Datenverarbeitung ist es, aus der Datenredundanz die notwendige Information zu extrahieren, um ein möglichst genaues Abbild des Untergrundes und damit der geologischen Strukturen in ihrer wahren Geometrie zu erhalten. Sind die Ausbreitungsgeschwindigkeiten der seismischen Wellen im Untergrund hinreichend bekannt, lassen sich die seismischen Daten durch eine Tiefenmigration vom Zeit- in den Tiefenbereich konvertieren. Dabei kollabieren Diffraktionen zu Punkten, und Reflexionen wandern, oder "migrieren", an ihre wahre laterale und vertikale Position. Im 2-D Fall repräsentiert die resultierende Sektion einen Querschnitt durch den Untergrund, auf der sich die geologischen Strukturen anhand der abgebildeten Reflexionen verfolgen lassen.

Der Begriff der Diffraktion wird in der seismischen Datenverarbeitung (*data processing*) häufig mit dem Wellenfeld von idealen Punktdiffraktoren in Verbindung gebracht. Das zugehörige Wellenfeld ist einfach zu generieren und eignet sich gut zum Testen von Migrationsalgorithmen (Yilmaz, 1987). Diese Punktdiffraktoren sind in der Praxis aber unrealistisch, da sie von einer gleichmäßigen Streuung der seismischen Energie in alle Richtungen bei gleichzeitiger punktförmiger Ausdehnung des Streukörpers ausgehen. Für seismische Wellen mit endlicher Wellenlänge wären solche *Punktdiffraktoren* jedoch gar nicht wahrzunehmen. Der in dieser Arbeit verwendete Begriff der Diffraktion bezieht sich auf realistische Diffraktionsphänomene, wie sie durch scharfe laterale Änderungen der Gesteinsparameter (seismische Geschwindigkeit, Dichte) entlang von Schichtgrenzen hervorgerufen werden. Diese treten vor allem an vertikalen Reflektorversätzen, Verwerfungen oder auskeilenden Schichten (*pinchouts*) auf und schließen kontinuierlich an das reflektierte Wellenfeld an. Während ihre Kinetik identisch mit der von "Punktdiffraktionen" ist, weisen diese "Kantendiffraktionen" zusätzlich eine ausgeprägte Richtungsabhängigkeit der Dynamik in Betrag und Phase auf. Diese manifestiert sich insbesondere im charakteristischen Phasenwechsel zwischen vorwärts- und zurückgestreutem Wellenfeld. Um die Beziehung mit dem abrupten Ende von Reflektoren zum Ausdruck zu bringen, werden derartige Streukörper daher als Diffraktionskante oder mit dem englischen Begriff als "Edge" bezeichnet. Komplexere Streukörpergeometrien, wie z.B. Ecken in Schichtgrenzen oder *Pinchouts*, können aus mehreren elementaren Kanten aufgebaut werden. Das diffraktierte Gesamtwellenfeld solcher Streukörper resultiert aus der Superposition der Einzeldiffraktionen.

### 2.1.1 Qualitative Beschreibung

Bevor zu komplexeren Modellen übergegangen wird, sollen im folgenden die Haupteigenschaften diffraktierter Wellen für den einfachen Fall einer horizontalen Abbruchkante betrachtet werden (Abb. 2.1). Die Schußposition ist  $X_S$ , die des Aufnehmers  $X_G$ .  $X_B$  bezeichnet die geometrische Schatten-

grenze, rechts von der keine an der Blockoberkante reflektierte Energie mehr auftreten kann. In der geometrischen Strahlentheorie wird  $X_B$  durch den letzten reflektierten, den sogenannten Schattenstrahl, festgelegt. Er trennt die Schattenzone, in der nur von der Diffraktionskante  $D(X_D, Z_D)$  gestreute Energie aufgezeichnet werden kann, von der beleuchteten Zone, in welcher sich reflektierte und diffraktierte Wellen überlagern. Bei  $X_B$  tritt der für Kantendiffraktionen charakteristische  $180^\circ$ -Phasenwechsel auf: In der Schattenzone schließt die Diffraktion mit gleicher Phase ("+") kontinuierlich an die Reflexion an, in der beleuchteten Zone ist ihre Phase der der Reflexion entgegengesetzt ("-"). Dieser Phasenwechsel wird in der Physik auch als Youngsches Prinzip bezeichnet (Klem-Musatov et al., 1994).



**Abbildung 2.1:** Schematische Darstellung des Strahlweges der diffraktierten Welle vom Schußpunkt  $X_S$  zur Geophonposition  $X_G$  für ein Blockmodell. Der Schattenstrahl (grau) wird an der Diffraktionskante  $D$  unter der Annahme einer Fortsetzung der Blockoberkante nach Snellius reflektiert. Er markiert die geometrische Schattengrenze  $X_B$ , rechts von der keine reflektierte Energie mehr auftritt, und trennt somit Schattenzone ("+") und beleuchtete Zone ("-"). Die seismische Ausbreitungsgeschwindigkeit  $v$  wird als konstant angenommen.

Die Gesamtlaufzeit  $t_D$  der diffraktierten Welle setzt sich aus der Laufzeit von der Schußposition zum Diffraktionspunkt und von dort zum Aufnehmer zusammen. Bei konstanter Ausbreitungsgeschwindigkeit  $v$  benötigt man nur die Koordinaten von Schußpunkt  $X_S$  und Diffraktionskante  $D(X_D, Z_D)$ , um  $t_D$  an der Aufnehmerposition  $X_G$  zu berechnen:

$$t_D(X_G) = \frac{1}{v} \left\{ \sqrt{Z_D^2 + (X_D - X_S)^2} + \sqrt{Z_D^2 + (X_G - X_D)^2} \right\}. \tag{2.1}$$

Die Kinematik der diffraktierten Welle ist daher unabhängig von der Geometrie, wie z.B. Neigung oder Krümmung, des an den Diffraktionspunkt anschließenden Reflektors. Da das Snellius'sche

Reflexionsgesetz bei  $D$  nicht erfüllt werden muß, kann, im Gegensatz zur Reflexion, die Laufzeit einer Diffraktion in die zwei unabhängigen Teillaufzeiten, von der Quelle zum Diffraktionspunkt  $D$  und von  $D$  zum Aufnehmer  $G$ , zerlegt werden. Für den homogenen Fall kann die Laufzeitkurve durch eine Hyperbel mit Apex bei  $X_D$  beschrieben werden. In inhomogenen Medien wird die Kinematik durch die Geschwindigkeitsverteilung über dem Diffraktionspunkt bestimmt. Da in diesem Fall komplizierte Strahlverläufe möglich sind, kann die Entscheidung über Schatten- und beleuchtete Zone nicht mehr anhand der Schattenstrahlposition an der Oberfläche gefällt werden. Zweckmäßigerweise sollte die Einteilung anhand des Abgangswinkels am Diffraktionspunkt bezüglich des Schattenstrahls erfolgen. Generell gilt, daß die Laufzeitunterschiede zwischen reflektierten und diffraktierten Wellen mit zunehmender Laufzeit, oder Tiefe, geringer werden. Die Trennung von diffraktierten und reflektierten Wellenfeldanteilen aufgrund ihrer Kinematik wird daher für tiefere Strukturen problematischer.

Das Amplitudenverhalten der diffraktierten Welle hängt dagegen sehr wohl von der Geometrie des Streukörpers ab. So legt die Neigung der Diffraktionskante den reflektierten Schattenstrahl und damit die Schattengrenze  $X_B$  mit dem Hauptmerkmal von Kantendiffraktionen, dem  $180^\circ$ -Phasenwechsel, fest. Die Diffraktionsamplitude hat hier ihren Maximalwert und beträgt die Hälfte der Reflexionsamplitude bei ungestörter Fortsetzung des Reflektors. Mit zunehmender Entfernung von  $X_B$  nimmt die Diffraktionsamplitude ab, wobei der Amplitudenabfall meist asymmetrisch bezüglich der Schattengrenze  $X_B$  verläuft und ebenfalls von der Streukörpergeometrie bestimmt wird. Der Amplitudenabfall ist zudem frequenzabhängig, so daß hochfrequente Signalanteile beiderseits der Schattengrenze rascher abnehmen als tieffrequente. Da der Erduntergrund aufgrund der anelastischen Dämpfung als Tiefpaß angesehen werden kann (Meissner, 1983), ergibt sich damit für die geringeren Signalfrequenzen, wie sie zum Beispiel in der Tiefenseismik auftreten, ein geringere Signalverzerrung und Amplitudenabnahme in der Diffraktionsästen als bei flachseismischen Untersuchungen mit hochfrequenten Signalen. Dieser Trend, der Diffraktionen in größeren Tiefen einen wachsenden Anteil am Gesamtwellenfeld zukommen läßt, wird durch die meist mit der Tiefe zunehmenden seismischen Geschwindigkeiten und den damit größeren Wellenlängen unterstützt, da immer mehr Strukturen aufgrund ihrer Größe eher streuend als reflektierend wirken (Kuhn, 1985). Des weiteren korreliert der Abfall der Diffraktionsamplitude in positiver Weise mit dem Laufzeitunterschied zwischen Reflexion und Diffraktion (siehe Abschnitt 3.2). Da die Laufzeitdifferenz bei tiefen Strukturen geringer ist, ergibt sich damit ein dritter Faktor, der diffraktierte Energieanteile mit zunehmender Laufzeit verstärkt. Für Streukörper in großen Tiefen scheint daher die Dynamik von Diffraktionen den Verlust von eigenständigen kinematischen Charakteristika gegenüber Reflexionen auszugleichen. Im allgemeinen Fall ist die Dynamik von Kantendiffraktionen jedoch kompliziert und kann nur in Einzelfällen durch geschlossene analytische Lösungen dargestellt werden.

## 2.1.2 Spezielle Datenkonfigurationen

Das Gesamtwellenfeld setzt sich aus Reflexionen, Diffraktionen und weiteren Wellenfeldanteilen, wie direkte Wellen oder Refraktionen, zusammen. Sie überlagern sich und werden gemeinsam aufgezeichnet. Um die beabsichtigte Analyse speziell der diffraktierten Anteile durchzuführen, müssen diese folglich aufgrund ihrer besonderen Eigenschaften vom restlichen Wellenfeld und insbesondere von den Reflexionen separiert werden. Dazu werden die charakteristischen Unterschiede von Kantediffraktionen im Vergleich zu reflektierten Einsätzen in Abbildung 2.2 verdeutlicht. Die seismische Antwort eines einfachen Blockmodells für drei übliche Datenkonfigurationen ist hier schematisch dargestellt. Diese können nach dem gemeinsamen Ortsparameter in Common-Shotpoint(CSP), Common-Midpoint(CMP) und Common-Offset(CO) eingeteilt werden.

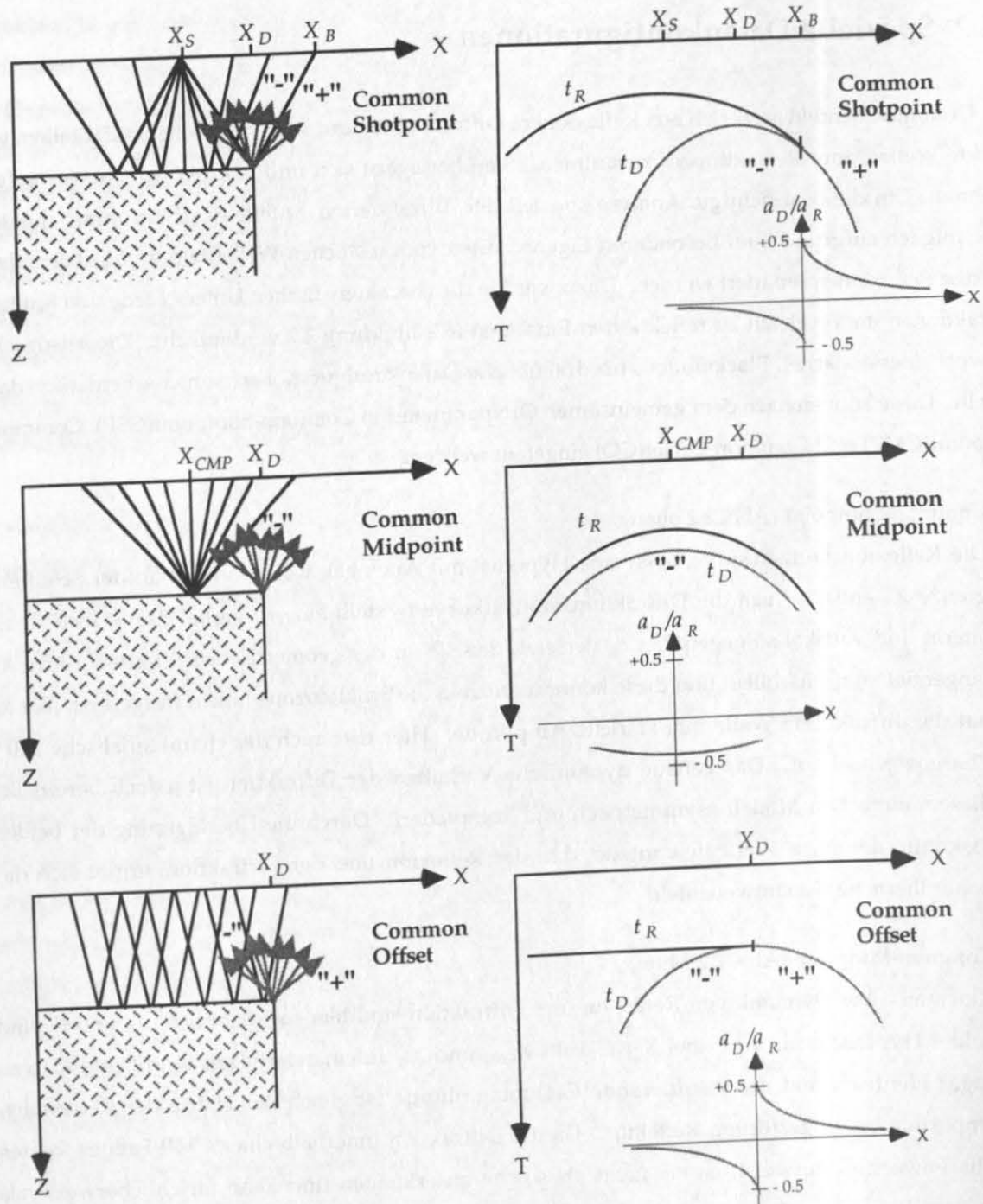
- Common-Shotpoint (Abb. 2.2 oben):

Die Reflexionslaufzeitkurve  $t_R$  ist eine Hyperbel mit Apex bei  $X_S$ , die abrupt an der Schattengrenze  $X_B$  endet. Auch die Diffraktionslaufzeitkurve  $t_D$  stellt eine Hyperbel dar, jedoch ist sie lateral und vertikal so gegenüber  $t_R$  versetzt, daß sie an der geometrischen Schattengrenze  $X_B$  tangential an  $t_R$  anschließt und diese kontinuierlich in die Schattenzone hinein fortgesetzt. Bei  $X_B$  hat die diffraktierte Welle ihre stärkste Amplitude. Hier tritt auch der charakteristische 180°-Phasenwechsel auf. Das genaue dynamische Verhalten der Diffraktion ist jedoch bereits bei diesem einfachen Modell asymmetrisch und kompliziert. Durch die Überlagerung der beiden diskontinuierlichen Wellenfeldanteile, d.h. der Reflexion und der Diffraktion, ergibt sich das kontinuierliche Gesamtwellenfeld.

- Common-Midpoint (Abb. 2.2 Mitte):

Kinematik wie Dynamik von Reflexion und Diffraktion sind hier recht ähnlich.  $t_R$  und  $t_D$  sind beides Hyperbeln mit Apex bei  $X_{CMP}$ . Falls  $X_{CMP}$  und  $X_D$  aufeinanderliegen, sind beide Kurven sogar identisch und die resultierende Gesamtamplitude ist gleich der Hälfte der Reflexionsamplitude bei ungestörtem Reflektor. Da die Diffraktion innerhalb einer CMP-Familie keinen Phasenwechsel aufweist, ist sie nicht als solche zu erkennen und kann fälschlicherweise als weitere Reflexion interpretiert werden. Die Diffraktionsamplitude wird im wesentlichen durch den lateralen Offset zwischen CMP- und Diffraktionslokation bestimmt, so daß sie innerhalb einer CMP-Familie nur geringfügige Variationen aufweist. Die Phase der Diffraktion, relativ zur Reflexion, hängt davon ab, ob, wie hier dargestellt,  $X_{CMP}$  noch über der Blockoberkante liegt ("-"), oder ob  $X_{CMP}$  rechts von  $X_D$  liegt ("+"). Im letzteren Fall existiert dann jedoch keine Reflexion mehr. Die Unterscheidung von reflektierten und diffraktierten Wellen ist deshalb kinematisch wie dynamisch problematisch.





**Abbildung 2.2:** Kinematische und dynamische Hauptmerkmale von Diffractionen in CSP-, CMP- und CO-Sortierung. Links: Geometrie, Rechts: Kinematik (oben) und Dynamik (unten). Plus- und Minuszeichen symbolisieren die Phase der Diffraction bzgl. der Reflexion (" $+$ ": gleichartig; " $-$ ": entgegengesetzt).  $t_D$ : Diffractionslaufzeit;  $t_R$ : Reflexionslaufzeit;  $X_D$ : laterale Position der Diffractions-kante;  $X_S$ : Schußposition;  $X_B$ : geometrische Schattengrenze;  $X_{CMP}$ : CMP-Position. Der relative Amplitudenverlauf der Diffraction bzgl. der Schattenstrahlamplitude bei ungestörter Fortsetzung der reflektierenden Grenzschicht  $a_D/a_R$  ist jeweils unterhalb der Diffractionslaufzeitkurve qualitativ dargestellt.

- Common-Offset (Abb. 2.2 unten):

Die Kinematik von Reflexion und Diffraktion unterscheidet sich hier am deutlichsten. Während die (horizontale) Reflexionlaufzeitkurve die (horizontale) Reflektorgeometrie widerspiegelt, ist  $t_D$  eine bezüglich  $X_D$  symmetrische Funktion vierten Grades (Landa et al., 1987). Eine effektive Trennung von diffraktierter und reflektierter Energie ist dadurch bereits auf kinematischer Basis möglich. Frequenz-Wellenzahl( $f$ - $k$ )-Filter, Slant-Stack( $\tau$ - $p$ )-Verfahren (Harlan et al., 1984) oder Eigenwertzerlegung (Yedlin et al., 1987) sind hierzu bereits erfolgreich eingesetzt worden. Die Dynamik der Diffraktion ist bei der horizontalen Blockoberkante bis auf das Vorzeichen symmetrisch. Da dieser charakteristische Phasenwechsel erhalten geblieben ist, haben Landa et al. (1987) ihren Detektionsalgorithmus für Diffraktionen auf CO-Sektionen angewendet. Obwohl für die Analyse von Diffraktionen folglich die CO-Konfiguration prädestiniert zu sein scheint, darf nicht vergessen werden, daß es sich hierbei um eine künstliche Datenanordnung handelt, d.h. eine gleichmäßig hohe Überdeckung und speicheraufwendige Sortieralgorithmen sind zu ihrer Erzeugung nötig.

Die Kinematik und Dynamik der Diffraktion sind in den drei vorgestellten Anordnungen sehr unterschiedlich. Außer der Tatsache, daß die Diffraktionsamplitude an der geometrischen Schattengrenze gleich der Hälfte der ungestörten Reflexionsamplitude bei entgegengesetzter Phase ist, d.h.  $a_D/a_R = -0.5$ , und zu beiden Seiten der Schattengrenze rasch abfällt, lassen sich keine allgemein gültigen Aussagen über das Amplitudenverhalten machen. Die durch die Phasenumkehr bedingte Reduktion der Gesamtamplitude, welche an der Schattengrenze demnach 50% beträgt, kann auch als Effekt des Fresnelschattens der Diffraktionskante interpretiert werden (Doornbos, 1989). Der Fresnelschatten stellt den Einflußbereich der Diffraktionskante in Abhängigkeit von der Wellenlänge dar und ist über die Fresnelzone erster Ordnung für eine vom Diffraktionspunkt ausgehenden Welle definiert.

Bedenkt man, daß in allen drei Konfigurationen mit der Komplexität des Untergrundmodells gleichermaßen die Komplexität der Kinematik und Dynamik von Diffraktionen zunimmt, fallen die Vorteile der CO-Sortierung nicht mehr so stark ins Gewicht. Bei komplexen Modellen steht eine effiziente und flexible Profilbearbeitung im Vordergrund. Die Einzelanalyse von Schußfamilien (CSP) nutzt die natürliche Akquisitionsgeometrie aus und erlaubt eine wesentlich robustere Bearbeitung auch bei geringer Überdeckung oder selektiver Datenauswahl (Al-Yahya, 1989). Während für die Datenbearbeitung die Sortierung ohne Belang ist, entscheidet gerade die angestrebte Analyse über die Wahl der geeigneten Datenkonfiguration.

## 2.2 Aufgabenstellung

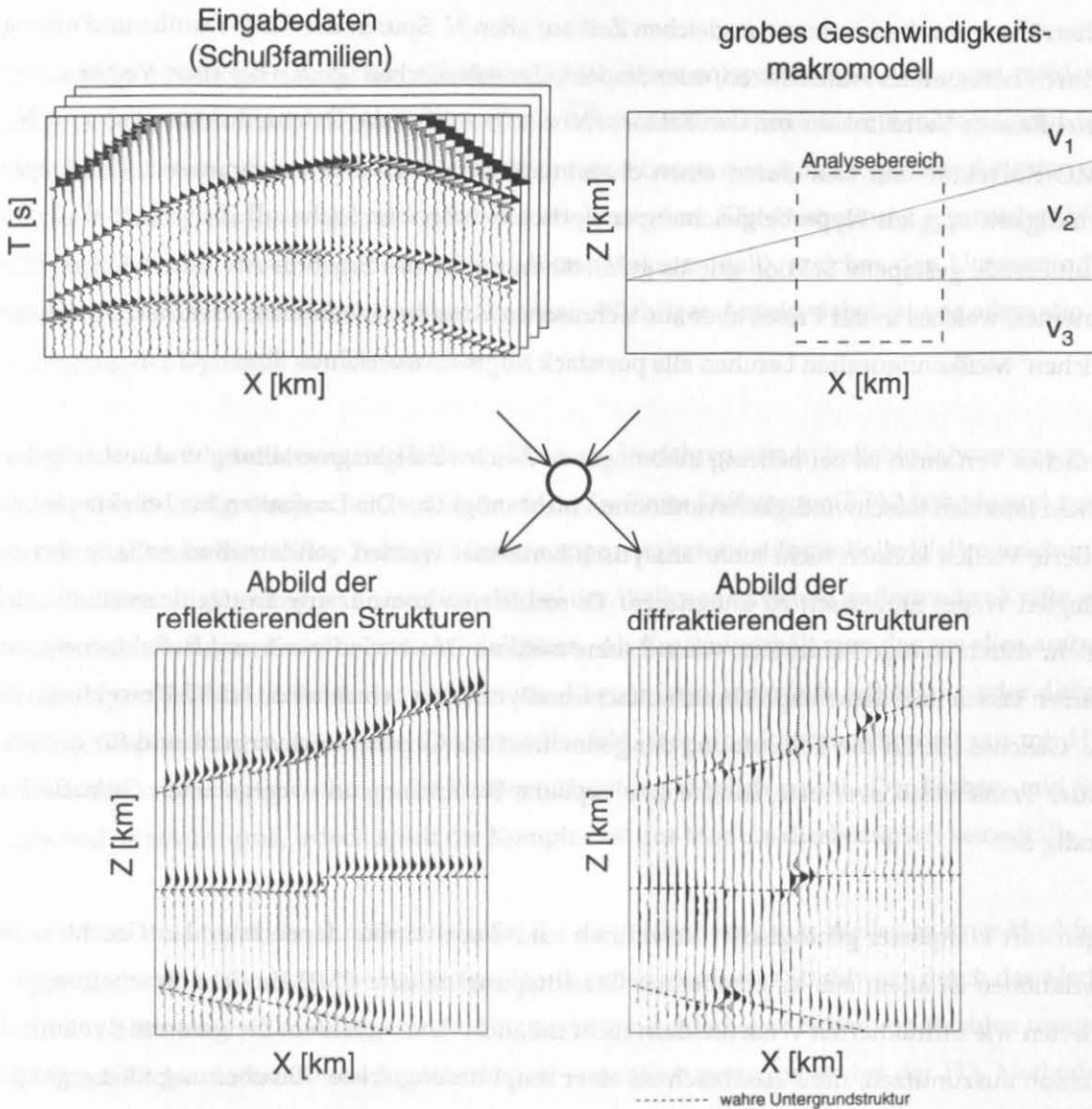
Nachdem im vorangehenden Abschnitt die Charakteristika von Kantendiffraktionen in verschiedenen seismischen Datenanordnungen dargestellt worden sind, soll nun der Frage ihrer Detektion und Analyse nachgegangen werden. Die Aufgabenstellung läßt sich wie folgt formulieren:

- Gegeben sei ein 2-D Makromodell, welches den zu untersuchenden Erduntergrund grob repräsentiert, sowie ein entsprechender reflexionsseismischer Datensatz, den es zu analysieren gilt.
- Gesucht ist ein Abbild des Untergrundes in der Tiefe, das insbesondere die Lage von diffraktierenden Strukturen wiedergibt und dessen Richtigkeit anhand der Kinematik und Dynamik von Diffraktionen überprüft werden kann.

Um diese abstrakte Formulierung der Aufgabenstellung zu veranschaulichen und das Hauptziel der Untersuchungen zu verdeutlichen, sind in Abbildung 2.3 einige Ergebnisse vorweggenommen worden: Seismischer Datensatz und Makromodell (oben) werden vorgegeben, die beiden Tiefensektionen (unten) stellen zum einen das Abbild der reflektierenden Strukturen und zum anderen jenes der Diffraktionsstrukturen dar. Die Reflexionen, welche das Erscheinungsbild des seismischen Eingabedaten dominieren, werden in der konventionellen Sektion (links) abgebildet und zeigen die Lage der Grenzschichten an. Die Diffraktionen, welche als Unregelmäßigkeiten der Signalform im abgebildeten Eingabeseismogrammen angedeutet sind, erscheinen auf der "Diffraktorsektion" (rechts) als isolierte energiereiche Signale. Während auf der konventionellen Sektion eine geneigte Verwerfungsstruktur anhand der fehlenden Kontinuität der Reflektoren zu erkennen ist, wurden auf der Diffraktorsektion die damit verbundenen Diskontinuitäten der Grenzschichten direkt abgebildet. Beide Sektionen zeigen also den gleichen Ausschnitt des Untergrundes, jedoch in zueinander komplementärer Weise. Erst durch Kombination beider werden alle Untergrundstrukturen, kontinuierliche und diskontinuierliche, erfaßt und wird eine umfassende Interpretation der vorhandenen Informationen ermöglicht.

Um Diffraktionen im Gesamtwellenfeld erkennen zu können, müssen ihre Merkmale, insbesondere auch bei komplexen Lagerungsverhältnissen, bekannt sein. Eine geeignete Methode zur "Beschreibung" von Diffraktionen wird hierzu benötigt. Daher ist vor der Detektion von Diffraktionen das Problem der Vorwärtsmodellierung zu lösen. Ist ein diffraktiertes Wellenfeld als solches detektiert, müssen zudem effiziente Techniken zur Analyse der kinematischen und dynamischen Informationen bereitstehen, die die Parameter des Makromodells verifizieren und gegebenenfalls verbessern. Bevor zur Lösung der Aufgabenstellung übergegangen werden kann, sind deshalb einige Fragen zur Methodik zu klären. Dies sind Fragen nach dem geeigneten Bearbeitungsansatz, d.h. pre- oder poststack

Bearbeitung und Datensortierung, der Modellierungsmethode und dem Analyse- und Abbildungsverfahren.



**Abbildung 2.3:** Schematische Darstellung der Aufgabenstellung und der verfolgten Ziele. **Oben:** seismische Eingabedaten (Schußfamilien) und vorgegebenes Makromodell mit eingezeichnetem Analysebereich (gestrichelt). **Unten:** gesuchte Abbilder des Untergrundes im Analysebereich. In der konventionellen Sektion (links) sind die kontinuierlichen reflektierenden Schichtgrenzen abgebildet, in der komplementären "Diffraktorsektion" (rechts) sind die Diskontinuitäten an der Verwerfung durch starke Amplituden markiert.

**Poststack- versus Prestack-Bearbeitung.** Im Fall homogener Geschwindigkeitsverteilungen, horizontaler Schichtung oder nur schwachen lateralen Geschwindigkeitsvariationen hat sich bei der reflexionsseismischen Datenbearbeitung das CMP-Konzept erfolgreich bewährt. Die aufgezeichneten Daten werden nach gemeinsamen Schuß-Aufnehmer-Mittelpunkt (CMP) sortiert und für den variablen Schuß-Aufnehmer-Abstand (Offset) kinematisch korrigiert (NMO). Einsätze, die von einem Reflektor herrühren, erscheinen nun zur gleichen Zeit auf allen  $N$  Spuren der CMP-Familie und ermöglichen durch horizontales Aufaddieren, oder Stapeln, der seismischen Spuren bei einer Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnisses um den Faktor  $\sqrt{N}$  eine beträchtliche Datenreduktion (Faktor  $1/N$ ). Die NMO-Korrektur läßt sich durch einen charakteristischen Untergrundparameter, der Stapelgeschwindigkeit  $v_{stack}$  als Hyperbelgleichung analytisch beschreiben (siehe z.B. Telford et al., 1976). Die resultierende gestapelte Sektion gilt als gute Näherung für das Ergebnis eines Zero-Offset(ZO)-Experimentes, welches in der Praxis aber aus technischen Gründen selten realisierbar ist. Auf dieser "künstlichen" Meßkonfiguration beruhen alle poststack Migrationsverfahren .

Ein ähnliches Verfahren ist bei beliebig inhomogener Geschwindigkeitsverteilung und insbesondere bei starken lateralen Geschwindigkeitsvariationen nicht möglich. Die Laufzeiten für reflektierte und diffraktierte Wellen können nicht mehr analytisch berechnet werden, sondern sind entlang des zurückgelegten Weges numerisch zu integrieren. Es resultieren komplizierte Laufzeitkurven, die sich nicht mehr durch wenige Parameter, wie z.B. eine mittlere Geschwindigkeit und Reflektorneigung, beschreiben lassen und dementsprechend einfache analytisch zu berechnende NMO-Korrekturen erlauben. Gleiches gilt für die Bestimmung der geometrischen Amplitudendivergenz und für die Korrektur der Transmissionsverluste, für die eine explizite Berechnung an vorgegebenen Grenzflächen notwendig ist.

In Gegenwart komplexer geologischer Strukturen und damit verbundenen lateralen Geschwindigkeitsvariationen ist allein aus kinematischen Gesichtspunkten eine CMP-ähnliche Bearbeitung von reflektierten wie diffraktierten Wellenfeldern nicht möglich. Um außerdem die gesamte dynamische Information auszunutzen, muß zusätzlich zu einer amplitudengetreuen Bearbeitung übergegangen werden. Das bedeutet die Einzelbearbeitung aller Daten bis zur Abbildung in der Tiefensektion. Sowohl die Berücksichtigung der dynamischen Einflüsse als auch die Bestimmung der Kinematik erfordern hierzu eine geeignete Repräsentierung des inhomogenen Untergrundes durch ein Makromodell.

**Stapelung versus Tiefenmigration.** Kanasewich und Phadke (1988) konnten bei der CFP-Stapelung aufgrund der Annahme horizontaler Lagerung einfache geometrische Überlegungen verwenden. Bereits die Kenntnis von Quell- und Aufnehmerlokation, sowie die relative Lage des betrachteten

Untergrundpunktes, lassen in Verbindung mit einer Durchschnittsgeschwindigkeit die Diffraktionslaufzeiten näherungsweise bestimmen. Da sich in diesem Fall auch das dynamische Verhalten von Diffraktionen durch die gleichen Größen analytisch beschreiben läßt (Berryhill, 1977), sind für die CFP-Stapelung keine rechenintensiven numerischen Modellierungsmethoden nötig. Sie ist daher relativ problemlos in konventionelle Bearbeitungssequenzen zu integrieren.

In beliebig inhomogenen Medien existieren jedoch keine entsprechenden Lösungen, weder für die kinematische noch für dynamische Korrektur diffrakter Wellenfelder: Kinematik und Dynamik von Diffraktionen, ebenso wie die von Reflexionen, können nur durch explizites Abtasten eines geeigneten Untergrundmodells numerisch errechnet werden. Die Ausbreitung seismischer Wellen im Untergrund muß also in einem Modellmedium (Makromodell), welches den Untergrund in ausreichendem Maße beschreibt, simuliert werden. Wichtiger Aspekt dabei ist vor allem die Berücksichtigung der Dynamik von Diffraktionen.

**Vergleich von Modellierungstechniken.** Die zwei Verfahren, die in beliebig inhomogenen Medien dahingehend Erfolg versprechen, sind zum einen die Finite-Differenzen(FD)-Methode und zum anderen die Strahlenmethode (*Ray-Tracing*). Erstere approximiert die differentielle Wellengleichung durch eine Differenzgleichung und simuliert die bei der Wellenausbreitung auftretenden Kräfte und Verschiebungen in einem diskretisierten Modellgitter. Als Ergebnis erhält man das aus allen auftretenden Wellentypen (direkte, reflektierte, diffraktierte, konvertierte, mehrfach reflektierte oder diffraktierte Wellen, Kopfwellen) resultierende Gesamtwellenfeld, was eine Interpretation oft nur mit Hilfe von aufwendigen Momentaufnahmen der Wellenausbreitung möglich macht. Der Rechen- und Speicherbedarf ist relativ groß, jedoch spielt die Komplexität des Modells diesbezüglich keine Rolle.

Eine Alternative bietet die Strahlenmethode, die die Ausbreitung von Wellen in einer Hochfrequenzapproximation im Sinne der geometrischen Optik entlang isolierter Strahlwege durch das Medium beschreibt. Hier wird jede Welle gesondert behandelt und durch eine Schar von Strahlen repräsentiert. Während Rechenaufwand und Speicherbedarf wesentlich geringer als bei der FD-Methoden sind, nimmt beides jedoch mit der Komplexität des Modells zu. Falls man nur an bestimmten Wellen, wie z.B. an Reflexionen von einer ausgewählten Grenzschicht, interessiert ist, können die Berechnungen auf diese Wellenfeldanteile von Interesse beschränkt werden. Die Strahlenmethode scheint sich daher als die geeignetere Technik anzubieten. Ein Problem der Strahlentheorie besteht jedoch darin, daß Standardalgorithmen für die gerade hier interessanten diffraktierten Wellenfelder keine Lösungen anbieten: Diskontinuitäten, wie sie in Störzonen auftreten, sowie komplexe Geschwindigkeitsverteilungen bilden sich im allgemeinen als Diskontinuitäten, d.h. Schattenzonen, Amplituden- und

Phasensprünge, im berechneten Wellenfeld ab. Deshalb ist eine integrierbare Zusatzlösung zum konventionellen Ray-Tracing erforderlich.

Die zwei bekanntesten Techniken hierfür sind die *Gaussian-Beam-Methode* (Červený et al., 1982) und die *Edge-Wave-Methode* (Klem-Musatov, 1980). Im Gegensatz zur *Gaussian-Beam-Methode*, die den Strahlen durch die Überlagerung der strahlentheoretischen Lösung eine gewisse räumliche Ausdehnung (Beam-Breite) und somit eine Art Wellencharakter verleiht, liefert die *Edge-Wave-Methode* eine eigene geschlossene Lösung zur Beschreibung von diffraktierten Wellenfeldern an geometrischen Schattengrenzen. Das Amplitudenverhalten der resultierenden *Edge-Waves* oder *Kantendiffraktionen* wird dabei im wesentlichen auf kinematischer Basis errechnet. Die Anwendbarkeit beider Methoden zur Modellierung von Diskontinuitäten im Untergrund wurde von Rabbel (1987) untersucht und gegenübergestellt. Er kommt zu dem Ergebnis, daß bei der *Gaussian-Beam-Methode* vor allem die optimale Parameterwahl (Beam-Breite, Beam-Frontkrümmung) in inhomogenen Medien problematisch ist, und somit die *Edge-Wave-Methode* für praktische Anwendungen zu bevorzugen ist. Eine automatische Detektierung von Wellenfelddiskontinuitäten beim dynamischen Ray-Tracing wurde von Klaeschen et al. (1994) vorgestellt: Die Detektierung ist Voraussetzung für die Ergänzung des *diskontinuierlichen* reflektierten Wellenfeldanteils um den diffraktierten Anteil zu einem *kontinuierlichen* Gesamtwellenfeld. Durch die Überlagerung der *Edge-Waves* lassen sich somit auch komplexe Strukturen ohne Schattenzonen zufriedenstellend modellieren. Basierend auf diesen Ergebnissen soll auch bei der im folgenden beschriebenen Methode dem *Edge-Wave-Algorithmus* eine entscheidende Rolle zukommen.

### 2.3 Lösungsansatz

Hauptaufgabe der Methode wird sein, Lokationen, an denen *Diffraktionsphänomene* auftreten, innerhalb eines vorgegebenen inhomogenen Makromodells, im Tiefenbereich korrekt darzustellen. Dazu wird jeder Untergrundpunkt im ausgewählten Zielbereich als potentielle *Diffraktionskante* modelliert und die seismischen Eingabedaten auf Präsenz der modellierten Wellenfeldcharakteristika abgetastet. Der *Edge-Wave-Algorithmus* wird dabei sowohl bei der Berechnung eines kontinuierlichen Wellenfeldes durch den komplexen Oberbau zu tragen kommen, als auch bei der Modellierung der Dynamik der *Diffraktionskanten* verwendet werden. Analog zur *CFP-Stapelung* sollen zuerst kinematische und dynamische Eigenschaften von *Kantendiffraktionen* für die Schußgeometrie der Eingabedaten modelliert werden, um anschließend eine entsprechende kinematischen und dynamische Korrektur der relevanten Eingabesignale vorzunehmen. Damit wird eine konstruktive Interferenz der diffraktierten Energie bei der Aufsummierung und Abbildung im Untergrundmodell erzielt. Der Modellie-

Die Bestimmung der lokalen Neigung mit Hilfe der Diffraktionsstapelung mit multipler Gewichtung (Bleistein, 1987; Tygel et al., 1993) voran.

Im einzelnen vollzieht sich die Detektion und Abbildung von Diskontinuitäten in drei Hauptschritten:

- Modellierung der Wellenausbreitung mit Hilfe der dynamischen Strahlenmethode, welche um die Edge-Wave-Methode ergänzt wurde, vom Analysepunkt im Untergrund durch den komplexen Oberbau an die Oberfläche,
- Berechnung der diffraktierten Wellenfeldantwort durch die Verknüpfung der modellierten Wellenfeldattribute mit der Edge-Wave-Diffraktionsantwortfunktion am Analysepunkt für die jeweilige Akquisitionsgeometrie,

und

- Anwendung des so berechneten Korrekturoperators auf die Felddaten, Stapelung der korrigierten Daten und Abbildung des resultierenden Signals am Analysepunkt im Untergrundmodell.

Als Gesamtergebnis erhält man eine seismische Sektion, in der starke Amplituden die Lokationen von Streukörpern, wie Ecken, Kanten, Versätze o.ä. markieren. Durch die explizite Berechnung der Strahlenwege werden Refraktions- und Beugungseffekte im Oberbau berücksichtigt und ermöglichen eine korrekte Darstellung der Strukturen im Tiefenbereich. Analysen durch Variation der das Untergrundmodell beschreibenden Parameter sollen zudem Rückschlüsse auf die Gültigkeit des Makromodells zulassen. Die Grundlagen für die angestrebte strahlentheoretische Modellierung und die Analyse diffraktierter Wellenfelder mit Hilfe der Edge-Wave-Methode werden im folgenden Kapitel dargelegt.

Die Aufgliederung von Kinematik und Dynamik in Kapitel 2 vor und nach einem Streukörper ist notwendig, um eine effiziente Implementierung der angestrebten Analyse- und Migrationsmethode zu ermöglichen. Gleichzeitig verdeutlicht sie, wo Strahlenmethode und wo Edge-Wave-Algorithmus zum Einsatz kommen. Der Schwerpunkt der Betrachtungen liegt dabei auf dem Amplituden- und Phasenverhalten diffraktierter Wellenfelder. Dessen Vorwärtsmodellierung ist die Vorbedingung für die erfolgreiche Detektion und Abbildung von Diffraktionsstrukturen im Untergrund.



## Kapitel 3

# Theoretische und methodische Grundlagen

Im folgenden werden die im vorangegangenen Kapitel bereits aufgezeigten qualitativen Merkmale von Kantendiffraktionen quantitativ beschrieben. Die dazu verwendete Notation entspricht weitgehend derjenigen der Strahlentheorie und ist am Anfang der Arbeit in der Variablen- und Symbolliste zusammengefaßt. Zwar wurde versucht Definitionen und Bezeichnungen mit den üblichen Konventionen in Übereinstimmung zu bringen, jedoch waren einige Abweichungen nicht zu vermeiden, da es galt verschiedene Theorien und Methoden mit jeweils eigenen Begriffen in Einklang zu bringen.

Die beiden Hauptelemente der Beschreibung sind die asymptotische Strahlentheorie (ART = *asymptotic ray theory*), welche maßgeblich durch die Arbeiten von Červený geprägt ist, und die Edge-Wave-Theorie, die von Klem-Musatov und Aizenberg entwickelt wurde. Erstere ermöglicht die Untersuchung verschiedener seismischer Raumwellen unabhängig voneinander in inhomogenen Medien (Červený et al., 1977) und erfüllt damit eine wichtige Voraussetzung für die angestrebte Einzelanalyse ausgewählter Wellenfeldanteile für lateral variable Untergrundmodelle. Die Schwachpunkte der klassischen Strahlentheorie bei der Beschreibung von diffraktierten Wellenfeldern können durch die Erweiterung mit Hilfe der Edge-Wave-Theorie behoben werden. Diese liefert die Lösung zur Beschreibung der Dynamik von Diffraktionen in 2-D Medien.

Die Aufgliederung von Kinematik und Dynamik in Einzelterme vor und nach einem Streukörper ist notwendig, um eine effiziente Implementierung der angestrebten Analyse- und Migrationsmethode zu ermöglichen. Gleichzeitig verdeutlicht sie, wo Strahlenmethode und wo Edge-Wave-Algorithmus zum Einsatz kommen. Der Schwerpunkt der Betrachtungen liegt dabei auf dem Amplituden- und Phasenverhalten diffraktierter Wellenfelder. Deren Vorwärtsmodellierung ist die Vorbedingung für die erfolgreiche Detektion und Abbildung von Diffraktionsstrukturen im Untergrund.

Das betrachtete 2-D Untergrundmodell besteht aus isotropen, lateral und vertikal inhomogenen Schichten. Diese sind aus Drei- und Vierecken mit geraden Begrenzungen aufgebaut. Innerhalb dieser Segmente sind P- und S-Wellengeschwindigkeiten mit jeweils konstanten Gradienten in X- und Z-Richtung definiert. Zudem sind Q-Faktoren zur Beschreibung des Absorptionsverhaltens der jeweiligen Wellenart und die Dichte in jedem Segment gegeben. Bereits dieser Modellaufbau aus geraden Grenzflächenabschnitten, und den damit verbundenen Ecken oder Kanten, impliziert eine Erweiterung der Strahlenmethode auch auf diffraktierte Wellen. Ohne eine solche Ergänzung wären nämlich Schattenzonen oder Irregularitäten im modellierten Wellenfeld kaum zu vermeiden. Im weiteren wird dieses Modell der Einfachheit halber als lateral inhomogen bezeichnet. Dem 2-D Modellaufbau entsprechend werden die folgenden Untersuchungen auf Strahlen, die in der XZ-Ebene senkrecht zur Streichrichtung (Y-Achse) verlaufen und als "Plane-Rays" (Červený, 1985) bezeichnet werden, konzentriert. In vielen Bereichen der Seismik kann die Wellenausbreitung mit derartigen Modellen hinreichend genau beschrieben werden, da geologische Untergrundstrukturen oft eine bevorzugte Streichrichtung aufweisen und die Profilauslage meist senkrecht dazu erfolgt. Durch die Berücksichtigung der geometrischen Amplitudendivergenz in Profilrichtung (*in-plane*) sowie in Streichrichtung (*off-plane*) kann dennoch die Wellenausbreitung realistischer Punktquellen (im Gegensatz zur idealisierten Linienquelle) beschrieben werden. Dies wird in der Literatur als 2.5-D Betrachtung bezeichnet.

### 3.1 Dynamische Strahlenmethode

Die dynamische Strahlenmethode (*dynamic ray tracing*) ermöglicht die Modellierung von Kinematik und Dynamik seismischer Wellenfelder in inhomogenen Medien. Die im Rahmen dieser Arbeit vorgestellte Methode baut auf der 2-D Formulierung für laterale inhomogene Untergrundmodelle auf. Da die vollständige Herleitung der entsprechenden Formeln sehr umfangreich ist, werden im folgenden nur die Grundzüge der Methode erklärt. Bezüglich einer ausführlichen Darstellung kann insbesondere auf die grundlegenden Arbeiten von Červený et al. (1977) und Červený (1985, 1987) verwiesen werden. In erster Linie sollen daher nur Formeln und Definitionen angeführt werden, soweit sie für spätere Überlegungen von Bedeutung sind oder zum allgemeinen Verständnis notwendig erscheinen.

### 3.1.1 Strahlentheoretische Grundlagen

Ausgangspunkt für die dynamische Strahlenmethode ist die linearisierte elastodynamische Bewegungsgleichung für ein elastisches, isotropes Medium. Das Einsetzen des Lösungsansatzes in Form einer Reihenentwicklung (*ray series*) führt auf ein Differentialgleichungssystem, welches durch die Beschränkung auf Terme nullter Ordnung (*leading terms*) für ausreichend hohe Frequenzen die Eikonal- und Transportgleichung der Strahlenmethode (*ray tracing*) liefert (Červený et al., 1977). Diese Hochfrequenzapproximation erlaubt die Separation des Wellenfeldes in Kompressions(P)- und Scher(S)-Wellen auch in inhomogenen Medien. Bei der Beschränkung auf sogenannte Plane-Rays, d.h. Strahlen senkrecht zur Streichrichtung in einem 2-D Medium, folgt außerdem eine weitere Zerlegung der Scherwellen in vertikal polarisierte SV- und horizontal polarisierte SH-Wellen. Die dadurch ermöglichte separate Behandlung der einzelnen Wellenarten ist einer der Hauptvorteile der Strahlenmethode.

Die Lösung der Eikonalgleichung liefert die Laufzeit  $\tau$  (Eikonal, Phase) einer seismischen Welle, sowie deren Ausbreitungs- und Polarisationsrichtung (Červený et al., 1977).  $\tau$  genügt dem Fermatschen Prinzip, d.h. die Laufzeit entlang des von der Natur gewählten Strahlweges ist stationär. Für beliebige Geschwindigkeitsverteilungen ist die Eikonaldifferentialgleichung zur Berechnung der Laufzeit durch aufwendige numerische Integration entlang des Strahlweges zu lösen. In Sonderfällen, wie z.B. bei einem linearen Geschwindigkeitsgesetz, existieren jedoch analytische Lösungen für den Strahlweg und die Laufzeit (Gebrande, 1976; Rabbel, 1987; Červený, 1987). Um eine effiziente Berechnung zu ermöglichen, wird deshalb das Untergrundmodell gewöhnlich in Bereiche mit analytischen Lösungen, sogenannte Zellen, aufgeteilt.

Die Transportgleichung bestimmt die Amplitude einer seismischen Welle. Sie wird in strahlentheoretischer Näherung nullter Ordnung als Hauptkomponente der Verschiebung bezeichnet. Neben Abstrahl- und Empfangscharakteristik sind vor allem die geometrische Amplitudendivergenz sowie Reflexions- und Transmissionskoeffizienten an Grenzschichten darin enthalten. Die Hauptannahme hierbei besteht darin, daß sich die Energieausbreitung nur in Strahlrichtung vollzieht, also keine seitliche Diffusion auftritt.

**Strahlentheoretisches Wellenfeld.** Es wird ein seismisches Experiment betrachtet, bei dem zum Zeitpunkt  $t=0$  eine Punktquelle am Schußpunkt  $\vec{x}_s$  ein Signal der Form  $w(t)$  in den Untergrund aussendet. Das erzeugte seismische Wellenfeld wird während der Ausbreitung im Untergrund gebrochen, reflektiert oder konvertiert und dadurch in eine Vielzahl von Elementarwellen aufgespalten.

Außerdem erfährt es andere Veränderungen, wie z.B. geometrische Ausbreitungsverluste oder Dämpfung. Der an die Oberfläche zurückgestrahlte Anteil wird schließlich an den Aufnehmern ( $\bar{x}_G$ ) in Form der Bodenbewegung oder als Druckwelle aufgezeichnet. In der Vorstellung der seismischen Strahlentheorie umfaßt das komplette Wellenfeld  $\bar{u}_R$  alle Einzelbeiträge  $\bar{u}_R^\Omega$ , welche entlang verschiedener Strahlwege  $\Omega$  von  $\bar{x}_S$  zu  $\bar{x}_G$  gelangt sind (Červený et al., 1977):

$$\begin{aligned}\bar{u}_R(\bar{x}_S, \bar{x}_G, t) &= \sum_{(\Omega)} \bar{u}_R^\Omega(\bar{x}_S, \bar{x}_G, t) \\ &= \sum_{(\Omega)} u_R^\Omega(\bar{x}_S, \bar{x}_G, t) \cdot \hat{u}_R^\Omega(\bar{x}_S, \bar{x}_G),\end{aligned}\quad (3.1)$$

wobei der Einheitsvektor  $\hat{u}_R^\Omega$  die Richtung der Hauptkomponente der Verschiebung und  $u_R^\Omega$  den zugehörigen Betrag wiedergibt. Die Strahlwege  $\Omega$  entsprechen im allgemeinen verschiedenen Elementarwellen, wie z.B. P-, S-, reflektierten oder auch konvertierten Wellen, die zu verschiedenen Zeiten am Aufnehmer ankommen. Betrachtet man eine solche Welle mit dem Strahlweg  $\Omega$  von  $\bar{x}_S$  nach  $\bar{x}_G$ , so lassen sich Zeit- und Ortsabhängigkeit der Hauptkomponente der Verschiebung folgendermaßen aufteilen:

$$u_R^\Omega(\bar{x}_S, \bar{x}_G, t) = \text{Re}\{a_R^\Omega(\bar{x}_S, \bar{x}_G) \cdot W[t - \tau_R^\Omega(\bar{x}_S, \bar{x}_G)]\}.\quad (3.2)$$

Die Laufzeit  $\tau_R^\Omega$  genügt hierbei der Eikonalgleichung, und der im allgemeinen komplexe Amplitudenterm  $a_R^\Omega$  erfüllt die Transportgleichung.  $W(t) = w(t) + i\mathcal{H}[w(t)]$  ist das analytische Quellsignal, das aus dem reellen Quellimpuls  $w(t)$  und dessen Hilberttransformierten  $\mathcal{H}[\ ]$  besteht (Červený, 1985). Der Übergang zu komplexen Größen vereinfacht vor allem die Berücksichtigung von Phasenänderungen, z.B. durch komplexe Reflexionskoeffizienten oder Kaustiken (Brennpunkte). Daher sei gleichermaßen die analytische Verschiebung  $U_R^\Omega$  definiert durch

$$U_R^\Omega(\bar{x}_S, \bar{x}_G, t) = a_R^\Omega(\bar{x}_S, \bar{x}_G) \cdot W[t - \tau_R^\Omega(\bar{x}_S, \bar{x}_G)].\quad (3.3)$$

Dieser Schreibweise folgend wird mit dem strahlentheoretischen Gesamtwellenfeld  $u_R$ , bzw. der entsprechenden analytischen Fortsetzung  $U_R$ , die Überlagerung der Hauptkomponenten der Verschiebung bezeichnet:

$$\begin{aligned}u_R(\bar{x}_S, \bar{x}_G, t) &= \sum_{(\Omega)} u_R^\Omega(\bar{x}_S, \bar{x}_G, t) \\ U_R(\bar{x}_S, \bar{x}_G, t) &= \sum_{(\Omega)} U_R^\Omega(\bar{x}_S, \bar{x}_G, t)\end{aligned}\quad (3.4)$$

Zur Vereinfachung der Notation wird im folgenden  $\tau_R$  und  $a_R$  verwendet, sofern Eikonalgleichung und Transportgleichung im Sinne klassischer strahlentheoretischer Näherung für reflektierte oder transmittierte Wellen erfüllt sind.

### 3.1.2 Strahlamplitude

Die Lösung der Transportgleichung für mehrfach reflektierte oder transmittierte Wellen in einem lateral inhomogenen, geschichteten Medium kann der Arbeit von Červený (1987) entnommen werden. Wir betrachten einen Strahl in einem elastischen geschichteten Medium von der Quellposition  $\vec{x}_S$  zum Aufnehmer bei  $\vec{x}_G$  (gekennzeichnet durch die Reihenfolge der Argumente oder auch verkürzt durch die der Indizes). Das Ergebnis für die strahlentheoretische Amplitude  $a_R$  einer an  $N$  Grenzflächen reflektierten oder transmittierten Welle kann demnach ausgedrückt werden durch (Červený, 1985, 1987; Ursin, 1990)

$$a_R(\vec{x}_S, \vec{x}_G) = \underbrace{\frac{1}{L_{SG}}}_{\text{geometrische Divergenz}} \cdot \underbrace{g(\vartheta_S) \cdot r(\vartheta_G)}_{\text{Abstrahl-/Inzidenzcharakteristik}} \cdot \underbrace{\left(\frac{v_S \rho_S}{v_G \rho_G}\right)^{1/2}}_{\text{Verstärkungsfaktor}} \cdot \underbrace{\prod_{k=1}^N c_k \left(\frac{v_k^+ \rho_k^+ \cos(\vartheta_k^+)}{v_k^- \rho_k^- \cos(\vartheta_k^-)}\right)^{1/2}}_{\text{reziproke R/T-Koeffizienten}} \quad (3.5)$$

Die einzelnen Terme in Gleichung (3.5) haben folgende Bedeutung und werden gewöhnlich durch nachstehende Definitionen vereinfacht:

- Der normierte geometrische Spreading-Faktor  $L_{SG}$  beschreibt die Amplitudendivergenz während der Wellenausbreitung unter der Voraussetzung des Energietransportes nur in Strahlrichtung (keine seitliche Energiediffusion).  $L_{SG}$  kann aufgeteilt werden in den Betrag der Amplitudendivergenz und die Phasenänderungen aufgrund von Kaustiken:

$$L_{SG} = L(\vec{x}_S, \vec{x}_G) = |L_{SG}| \cdot \exp(-i \frac{\pi}{2} \kappa_{SG}). \quad (3.6)$$

Der KMAH-Index [so benannt aufgrund der Beiträge von Keller (1958) Maslov (1965), Arnold (1967) und Hörmander (1971); von Ziolkowski und Deschamps (1980) eingeführt] oder Kaustikzähler  $\kappa_{SG}$  gibt die Anzahl der vom Strahl auf dem Weg von  $S$  nach  $G$  durchlaufenden Kaustiken und der dadurch bedingten Phasendrehungen an. In homogenen Medien ist  $L_{SG}$  gleich dem zurückgelegten Strahlweg  $s$ .

- $g(\vartheta_S)$  ist die Abstrahlcharakteristik der seismischen Quelle in Abhängigkeit vom Abgangswinkel  $\vartheta_S$  des Strahls (Červený et al., 1977),  $r(\vartheta_G)$  bezeichnet die Inzidenzcharakteristik (Horizontal, Vertikal- oder Gesamtkomponente) in Abhängigkeit vom Auftauchwinkel  $\vartheta_G$  des Strahls am Aufnehmer. Beides sind lokale Funktionen am Anfang und Ende eines Strahls. Sie können ohne Einschränkung der Allgemeinheit von der Untersuchung der Wellenausbreitung im Untergrund

ausgeklammert werden. Sie werden daher als konstant gleich eins angenommen (*omnidirectional source and receiver*). Der Vollständigkeit halber sei noch erwähnt, daß die Konversionskoeffizienten im Falle von Aufnehmerpositionen an der freien Oberfläche (Červený et al., 1977) bei dieser Formulierung nicht berücksichtigt wurden, da auch sie nur lokale Funktionen in Abhängigkeit von der Wellenart und des Auftauchwinkels am Aufnehmer darstellen.

- Der Verstärkungsfaktor wird durch das Verhältnis der lokalen Untergrundeigenschaften, d.h. Dichte  $\rho$  und seismische Geschwindigkeit  $v$ , an der Quelle (S) und am Aufnehmer (G) bestimmt. Dieser Term ist vor allem bei VSP-Konfigurationen (VSP = *vertical seismic profiling*) in Bohrlöchern von Bedeutung.
- Der Transmissionsverlust  $C_T$  ist definiert durch (Tygel et al., 1992)

$$C_{T,SG} = C_T(\vec{x}_S, \vec{x}_G) = \prod_{k=1}^N c_k^E = \prod_{k=1}^N c_k \left( \frac{v_k^+ \rho_k^+ \cos(\vartheta_k^+)}{v_k^- \rho_k^- \cos(\vartheta_k^-)} \right)^{1/2} \quad (3.7)$$

als Produkt der reziproken Reflexions- und Transmissions(R/T)-koeffizienten  $c_k^E$  an den einzelnen Grenzschichten (Červený, 1987). Diese reziproken Koeffizienten sind eng verwandt mit den ebenfalls reziproken Energiekoeffizienten, jedoch beinhalten sie zusätzlich Phaseninformation z.B. durch überkritische Reflexionen. Sie entstehen durch die alternative Behandlung der sonst beim Spreading-Term erscheinenden Kosinus-Terme und ermöglichen eine elegante Formulierung für die Strahlamplituden.  $c_k$  stellen die Zöpplitz'schen R/T-Koeffizienten für ebene Wellen dar. Insbesondere für monotypisch reflektierte Wellen, d.h. nicht konvertierte Wellen, ist der reziproke und der Zöpplitz'sche Reflexionskoeffizient identisch, da sich die Ausbreitungsgeschwindigkeit nicht ändert und damit der Einfallswinkel mit dem Ausfallswinkel übereinstimmt. Die hochgestellten Indizes kennzeichnen Größen auf der Seite des einfallenden Strahls ( $-$ ) und auf der Seite des ausfallenden Strahls ( $+$ ) bzw. den Einfallswinkel ( $\vartheta_k^-$ ) und Ausfallswinkel ( $\vartheta_k^+$ ) bezüglich der Grenzfläche.

Gemäß der Parametrisierung des vorgestellten Untergrundmodells kann zusätzlich der frequenzabhängige ( $\omega$ ) Absorptionsverlust  $B_T$  in Gleichung (3.5) berücksichtigt werden. Dieser kann in seiner einfachsten Form definiert werden durch (Rabbel, 1987)

$$B_{T,SG} = B_T(\vec{x}_S, \vec{x}_G) = \prod_{k=1}^{N+1} \exp\left(-\frac{\omega}{2Q_k} t_k\right) \quad (3.8)$$

mit dem Qualitätsfaktor  $Q_k$  der entsprechenden Welle für den Strahlabschnitt von der Grenzschicht  $k-1$  bis zur Schicht  $k$  und der zugehörigen Laufzeit  $t_k$ .

Gleichung (3.5) kann durch die Definition des Amplitudenfaktors

$$A_{SG} = A(\bar{x}_S, \bar{x}_G) = \left( \frac{v_S \rho_S}{v_G \rho_G} \right)^{1/2} \cdot C_{T,SG} \cdot B_{T,SG} \cdot \exp(i \frac{\pi}{2} \kappa_{SG}) \quad (3.9)$$

weiter vereinfacht werden.  $A_{SG}$  kann, unter anderem durch die Einbeziehung des Kaustikphasenterms, komplexe Werte annehmen und ist wegen der Einbindung des Absorptionsverlustes zudem frequenzabhängig. Diese Art der Definition liegt nahe, da  $A_{SG}$  somit alle Faktoren umfaßt, die die Strahlamplitude bei der Wellenausbreitung beeinflussen und sich in einer komplexen Größe zusammenfassen lassen.

Mit (3.7), (3.8) und (3.9) kann die Gleichung (3.5) somit auf eine einfache Formel für die Strahlamplitude verkürzt werden:

$$a_R(\bar{x}_S, \bar{x}_G) = |L_{SG}|^{-1} \cdot A_{SG}. \quad (3.10)$$

Im Gegensatz zum Amplitudenfaktor, der durch die skalare Multiplikation einzelner Faktoren in einfacher Weise zu berechnen ist, erfordert die Bestimmung des Spreading-Faktors in inhomogenen geschichteten Medien die Berücksichtigung der sogenannten Propagatormatrizen. Diese Beschreibung stellt den Hauptpunkt der *dynamischen* Strahlenmethode dar.

### 3.1.3 Geometrische Amplitudendivergenz

Während die Bestandteile des Amplitudenfaktors und deren Einzelfaktoren entlang des Strahls mit obigen Gleichungen ausreichend spezifiziert wurden, bedarf die Berechnung des geometrischen Spreading-Faktor noch weiterer Erläuterungen. Da dies im engen Zusammenhang mit der dynamischen oder paraxialen Strahlenmethode steht, sind dazu noch einige Begriffe zu erklären.

Paraxialstrahlen sind fiktive Strahlen, die in infinitesimaler Nachbarschaft zum axialen Zentralstrahl  $\Omega$ , entlang dem die oben aufgeführten Gleichungen und Beziehungen gelten, verlaufen. Sie beschreiben die Veränderungen eines an der Quelle ausgesandten Strahlbündels auf dem Weg zum Empfänger. Abstand und Richtung der Paraxialstrahlen relativ zum Zentralstrahl werden durch die beiden  $2 \times 2$  Transformations- oder Paraxialmatrizen  $P$  und  $Q$  (Definition siehe unten) wiedergegeben

(Červený, 1987). Verfolgt man ihre Veränderung vom Schußpunkt  $S$  bis zum Aufnehmer  $G$  so können Wellenfrontdivergenz, Fokussierungs-, Defokussierungseffekte und insbesondere das Durchlaufen von Kaustiken (Vorzeichenwechsel bei  $\det Q$ ) erkannt werden. Man hat somit gleichzeitig ein Maß für die geometrische Amplitudendivergenz einer von  $S$  ausgehenden Welle. Der normierte geometrische Spreading-Faktor, welcher das Querschnittsverhältnis des Strahlbündel am Anfang und Ende beschreibt, kann daher über

$$|L_{SG}| = \frac{1}{v_S} \cdot |\det Q(\bar{x}_G)|^{1/2} \quad (3.11)$$

berechnet werden.  $P$  und  $Q$  sind Lösungen des dynamischen Ray-Tracing-Systems (Červený, 1985). Ihre Anfangswerte definieren die Ausgangsgeometrie der Welle, wie z.B. ebene Welle oder Punktquelle. Für eine Punktquelle bei  $\bar{x}_S$  lauten diese:

$$P_0 = P(\bar{x}_S) = I = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad Q_0 = Q(\bar{x}_S) = \mathbf{0} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (3.12)$$

Die Veränderung während der Wellenausbreitung wird durch das Matrixprodukt mit der  $4 \times 4$  Propagatormatrix  $\underline{\Pi}_{SG}$  ausgedrückt:

$$\begin{pmatrix} Q_G \\ P_G \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Q(\bar{x}_G) \\ P(\bar{x}_G) \end{pmatrix} = \underline{\Pi}_{SG} \cdot \begin{pmatrix} Q_0 \\ P_0 \end{pmatrix} \quad \text{mit} \quad \underline{\Pi}_{SG} = \begin{pmatrix} Q_{1,SG} & Q_{2,SG} \\ P_{1,SG} & P_{2,SG} \end{pmatrix}. \quad (3.13)$$

$P_G$  und  $Q_G$  charakterisieren das veränderte Strahlbündel am Endpunkt  $\bar{x}_G$  auf dem Strahl. Die Propagatormatrix  $\underline{\Pi}_{SG}$  beschreibt die Ausbreitung der Welle von  $\bar{x}_S$  nach  $\bar{x}_G$ . Zwecks einer besseren Übersicht werden auch hier die tiefgestellten Indizes benutzt, um Strahlabschnitt und Strahlrichtung zu kennzeichnen.

$\underline{\Pi}_{SG}$  ist ein Produkt aus Grenzflächenmatrizen  $\underline{F}_k$  und Strahlpropagatormatrizen  $\underline{\pi}_k$ . Die Grenzflächenmatrizen  $\underline{F}_k$  vollziehen die Transformation der Wellenfront an den Grenzflächen, die Strahlpropagatormatrizen  $\underline{\pi}_k$  verfolgen die Wellenausbreitung in einem "glatten" Medium, d.h. ohne Grenzflächen erster oder zweiter Ordnung (siehe Anhang A).

Werden die Anfangswerte für eine Punktquelle (3.12) in (3.13) eingesetzt, so ergibt sich für die Paraxialmatrix  $Q_G$ , welche gemäß (3.11) den Spreading-Faktor bestimmt

$$\begin{aligned} Q_G &= Q_{1,SG} \cdot Q_0 + Q_{2,SG} \cdot P_0 \\ &= Q_{1,SG} \cdot \mathbf{0} + Q_{2,SG} \cdot I \\ &= Q_{2,SG} \end{aligned} \quad (3.14)$$



Diese Gleichung gilt allgemein, d.h. unabhängig von der Beschaffenheit der Propagatormatrix  $\underline{\Pi}_{SG}$ , so daß der geometrische Spreading-Faktor bei einer Punktquelle alleine durch die Untermatrix  $Q_{2,SG}$  bestimmt wird.

Für die betrachteten Strahlen in der Ebene senkrecht zur Streichrichtung sind die Paraxialmatrizen  $\mathbf{P}$  und  $\mathbf{Q}$  Diagonalmatrizen entlang des gesamten Strahlweges (Červený, 1985). Das bedeutet, daß die geometrische Amplitudendivergenz in Ausbreitungsverluste in der XZ-Strahlebene ( $\parallel$ : in-plane) und in der Streichrichtung Y ( $\perp$ : off-plane) aufgeteilt werden kann. Mit den Definitionen

$$Q_G = \begin{pmatrix} Q_G^{\parallel} & 0 \\ 0 & Q_G^{\perp} \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad P_G = \begin{pmatrix} P_G^{\parallel} & 0 \\ 0 & P_G^{\perp} \end{pmatrix} \quad (3.15)$$

erhält man daher für den Betrag des geometrischen Spreading-Faktor aus (3.11)

$$|L_{SG}| = \frac{1}{v_S} \cdot |\det Q_G|^{1/2} = \frac{1}{v_S} \cdot |Q_G^{\parallel} \cdot Q_G^{\perp}|^{1/2}. \quad (3.16)$$

In diesem Fall lassen sich auch die Wellenfronttransformationen aufgrund der Strahlpropagator- und Grenzflächenmatrizen in in-plane und off-plane Richtung getrennt berechnen (Anhang A, Gl. A.5). Damit wird auch die 4x4 Matrix  $\underline{\Pi}_{SG}$  auf zwei unabhängige 2x2 Matrizen  $\Pi^{\parallel}$  und  $\Pi^{\perp}$  mit entsprechenden skalaren Matrixelementen reduziert. Für Punktquellen können daher  $Q_G^{\parallel}$  und  $Q_G^{\perp}$  in (3.16) durch die skalaren Größen  $Q_{2,SG}^{\parallel}$  und  $Q_{2,SG}^{\perp}$  der in-plane und off-plane Propagatormatrix ersetzt werden:

$$|L_{SG}| = \frac{1}{v_S} \cdot |Q_{2,SG}^{\parallel} \cdot Q_{2,SG}^{\perp}|^{1/2}. \quad (3.17)$$

Die Eigenschaften der Propagatormatrix (Anhang A.2) und die Rechenregeln der Matrixmultiplikation erlauben nun die Kettenregel für den geometrischen Spreading-Faktor aufzustellen. Sind die Plane-Ray-Propagatormatrizen für die Einzelabschnitte  $SM$  (bzw. in umgekehrter Strahlrichtung  $MS$ ) und  $MG$  bekannt, so lassen sich die im Falle einer Punktquelle entscheidenden Terme  $Q_{2,SG}^{\parallel}$  und  $Q_{2,SG}^{\perp}$  der Propagatormatrix des Gesamtstrahls von  $S$  über  $M$  nach  $G$  berechnen nach

$$\begin{aligned} Q_{2,SG}^{\parallel} &= Q_{1,MG}^{\parallel} Q_{2,SM}^{\parallel} + Q_{2,MG}^{\parallel} P_{2,SM}^{\parallel} & \text{und} & & Q_{2,SG}^{\perp} &= Q_{2,SM}^{\perp} + Q_{2,MG}^{\perp} \\ &= Q_{1,MG}^{\parallel} Q_{2,MS}^{\parallel} + Q_{2,MG}^{\parallel} Q_{1,MS}^{\parallel} & & & &= Q_{2,MS}^{\perp} + Q_{2,MG}^{\perp} \end{aligned} \quad (3.18)$$

Die später noch benötigte Kettenregel für das Element  $P_2$  der Propagatormatrix ergibt sich in analoger Weise zu

$$\begin{aligned} P_{2,SG}^{\parallel} &= P_{1,MG}^{\parallel} Q_{2,SM}^{\parallel} + P_{2,MG}^{\parallel} P_{2,SM}^{\parallel} \\ &= P_{1,MG}^{\parallel} Q_{2,MS}^{\parallel} + P_{2,MG}^{\parallel} Q_{1,MS}^{\parallel} \end{aligned} \quad \text{und} \quad P_{2,SG}^{\perp} = P_{2,MG}^{\perp} = P_{2,SM}^{\perp} = 1. \quad (3.19)$$

Bei beiden Beziehungen wurde davon ausgegangen, daß am Kontaktpunkt  $M$  keine sprunghaften Veränderungen der Wellenfrontparameter auftreten. Außer dem trivialen Fall eines homogenen Mediums bei  $M$  ist diese Bedingung insbesondere dann erfüllt, falls  $M$  auf einer geraden Grenzschicht liegt und eine monotypisch, d.h. nicht konvertierte, reflektierte Welle betrachtet wird (Anhang A). Werden lokale Inhomogenitäten aufgrund von Geschwindigkeitsgradienten hierbei vernachlässigt, so wird die Grenzflächenmatrix  $\mathbf{F}$  bei  $M$  nämlich zur Einheitsmatrix und hat bei der Verbindung zweier Strahlabschnitte keinen Einfluß.

Aus (3.18) resultiert die Kontinuitätsbeziehung für den Betrag des geometrischen Spreading-Faktors einer Punktquelle:

$$|L_{SG}| = |L(\underline{\Pi}_{SM}, \underline{\Pi}_{MG})| = \frac{1}{v_S} \cdot \left( Q_{1,MG}^{\parallel} Q_{2,SM}^{\parallel} + Q_{2,MG}^{\parallel} P_{2,SM}^{\parallel} \right) \cdot \left( Q_{2,SM}^{\perp} + Q_{2,MG}^{\perp} \right)^{1/2}. \quad (3.20)$$

Die (3.17) und (3.20) entsprechende Formel für den Spreading-Faktor einer idealisierten Linienquelle, welche keine off-plane Amplitudendivergenz aufweist, lautet

$$|L_{SG}^{lin}| = \left| \frac{1}{v_S} \cdot Q_{2,SG}^{\parallel} \right|^{1/2} = \left| \frac{1}{v_S} \cdot \left( Q_{1,MG}^{\parallel} Q_{2,SM}^{\parallel} + Q_{2,MG}^{\parallel} P_{2,SM}^{\parallel} \right) \right|^{1/2}. \quad (3.21)$$

Zur Berechnung des geometrischen Spreading-Faktor genügt es also die Geschwindigkeit  $v_S$  an der Quelle und die Propagatormatrizen jeweils an den Endpunkten der Strahlen zu kennen.

### 3.1.4 Symmetrie- und Kontinuitätsbeziehungen

Mit den vorangegangenen Formeln zur Bestimmung des geometrischen Spreading-Faktors wurden bereits die ersten Grundlagen geschaffen, um über unabhängig berechnete Teilstrahlen die Amplitude eines zusammengesetzten Gesamtstrahls zu berechnen. Da Symmetrie- und Kontinuitätsbeziehungen für die späteren Überlegungen eine wichtige Rolle spielen werden, sollen diese auch für die einzelnen Terme in (3.10) angeführt werden.  $\vec{x}_S, \vec{x}_G, \vec{x}_M$  bezeichnen jeweils Quellposition  $S$ , Aufnehmerposition  $G$  und die Position eines beliebigen Punktes  $M$  auf dem Strahl. Die Reihenfolge dieser

Ortsvektoren, bzw. der entsprechenden Indizes ( $s, G, M$ ) spiegelt den Strahlverlauf mit seiner Richtung wider.

- Da die Dämpfungsverluste  $B_T$  und die Transmissionsverluste  $C_T$  Produkte skalarer Faktoren darstellen, gilt für sie offensichtlich

$$\begin{aligned} B_{T,SG} &= B_{T,GS} & B_{T,SG} &= B_{T,SM} \cdot B_{T,MG} \\ C_{T,SG} &= C_{T,GS} & C_{T,SG} &= C_{T,SM} \cdot C_{T,MG} \end{aligned} \quad (3.22)$$

- Für den geometrischen Spreading-Faktor und den Kaustikzähler lauten die Symmetriebeziehungen (Červený, 1987; Schleicher, 1993)

$$\begin{aligned} |L_{SG}| &= |L_{GS}| \cdot v_G/v_S & \kappa_{SG} &= \kappa_{SM} + \kappa_{MG} \\ \kappa_{SG} &= \kappa_{GS} \end{aligned} \quad (3.23)$$

Die Kettenregel für den Kaustikzähler gilt insbesondere nur bei geraden Grenzflächen, da in diesem Fall keine zusätzlichen Kaustiken durch die Reflektorkrümmung auftreten. Die entsprechende Kontinuitätsbeziehung für den Spreading-Term wurde bereits in Gleichung (3.20) aufgestellt. Sie beruht auf der Kettenregel der Propagatormatrizen und verknüpft die bereits eingetretene Auffächerung der Energie mit der nachfolgenden Amplitudendivergenz.

- Beim reversen Amplitudenfaktor muß daher nur der Verstärkungsfaktor berücksichtigt werden und die Kettenregel ist im Falle einer Grenzfläche bei  $M$  durch den fehlenden Reflexionskoeffizienten am Kontaktpunkt zu ergänzen:

$$A_{SG} = \frac{v_S \rho_S}{v_G \rho_G} \cdot A_{GS} \quad A_{SG} = A_{SM} \cdot c_R^E(\vec{x}_M) \cdot A_{MG} \quad (3.24)$$

Somit gilt für die Strahlamplitude  $a_R$  bei der Vertauschung von Quell- und Empfängerposition die Symmetriebeziehung

$$a_R(\vec{x}_S, \vec{x}_G) = \frac{v_S^2 \rho_S}{v_G^2 \rho_G} \cdot a_R(\vec{x}_G, \vec{x}_S) \quad (3.25)$$

und bei der Verbindung zweier Strahlabschnitte  $SM$  und  $MG$  mit  $M$  an einer geraden Grenzfläche die Kettenregel

$$a_R(\vec{x}_S, \vec{x}_G) = [L(\underline{\Pi}_{SM}, \underline{\Pi}_{MG})]^{-1} \cdot A_{SM} \cdot c_R^E(\vec{x}_M) \cdot A_{MG}, \quad (3.26)$$

wobei  $L(\underline{\Pi}_{SM}, \underline{\Pi}_{MG})$  über Gleichung (3.20) aus den Propagatormatrizen der Einzelabschnitte zu bestimmen ist.

### 3.2 Edge-Wave-Methode

Die Edge-Wave-Methode (Klem-Musatov, 1980) basiert, wie die oben vorgestellte Strahlenmethode, auf einer Hochfrequenzlösung der Wellengleichung. Diese zweite linear unabhängige Lösung der Wellengleichung kann mit der strahlentheoretischen Lösung überlagert werden, so daß die Wellenausbreitung auch an komplexen Untergrundstrukturen wie auskeilenden Schichten, Verwerfungen und dergleichen beschrieben werden kann. In Gegenwart von derartigen Kanten (*edges*) im Untergrundmodell ergeben sich bei klassischen Strahlenmethoden geometrische Schattenzonen, innerhalb derer das Wellenfeld nicht beschrieben werden kann. Die Idee der Edge-Wave-Methode beruht darauf, diese Wellenfelddiskontinuitäten durch die Superposition mit den diffraktierten "Edge-Waves" zu glätten, um somit ein kontinuierliches Wellenfeld zu erzeugen (Klem-Musatov und Aizenberg, 1985, 1989). Aus physikalischer Sicht kann dies als Hinzufügen der transversalen Energiediffusion, welche bei der strahlentheoretischen Lösung fehlt, angesehen werden. Die Amplitudenbestimmung für die Edge-Waves erfolgt auf kinematischer Basis und kann daher ohne großen zusätzlichen Aufwand mit Hilfe der Strahlenmethode durchgeführt werden.

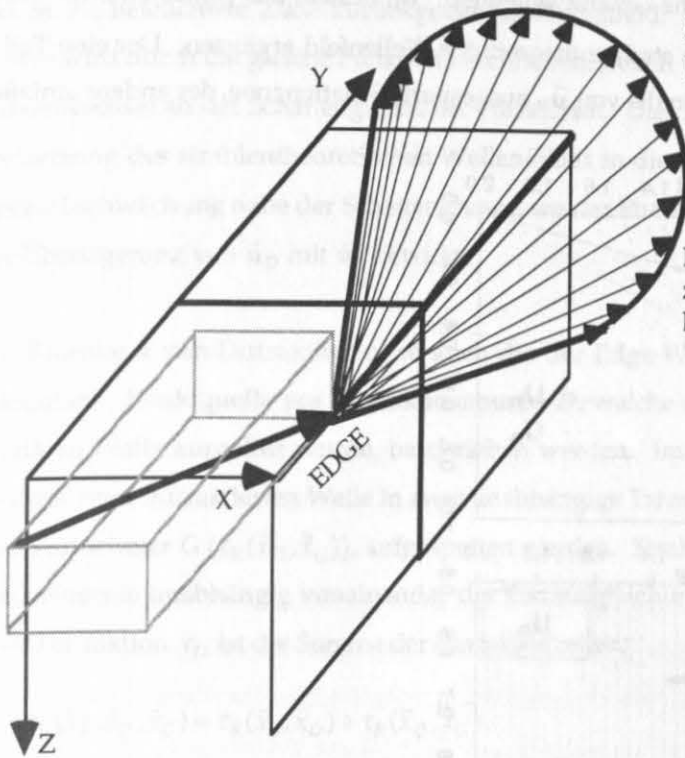
#### 3.2.1 Diffraktionen in 2-D Medien

Diffraktionen entstehen an Diskontinuitäten im Untergrundmodell und breiten sich von dort gemäß der geometrischen Diffraktionstheorie (Keller, 1962) in Form eines Strahlkegels aus. Im Fall von Plane-Rays entartet dieser Strahlkegel zur Ausbreitungsebene (Abb. 3.1) und kann damit durch eine auf der Diffraktionskante positionierte Punktquelle beschrieben werden. Während die Kinematik somit bereits mit herkömmlichen geometrischen Strahlenmethoden errechnet werden kann, ist für die Bestimmung der Dynamik diffraktierter Wellen eine gesonderte Lösung notwendig. Insbesondere in der Umgebung der Schattengrenze (*boundary layers*) versagt die geometrische Diffraktionstheorie, da sie hier unendlich großen Amplituden vorhersagen würde (siehe z.B. Bleistein, 1984; S. 279).

Die Edge-Wave-Theorie betrachtet das Gesamtwellenfeld  $\bar{u}$  als Überlagerung zweier Anteile, des reflektierten Anteils  $\bar{u}_R$  und des diffraktierten Anteils  $\bar{u}_D$ :

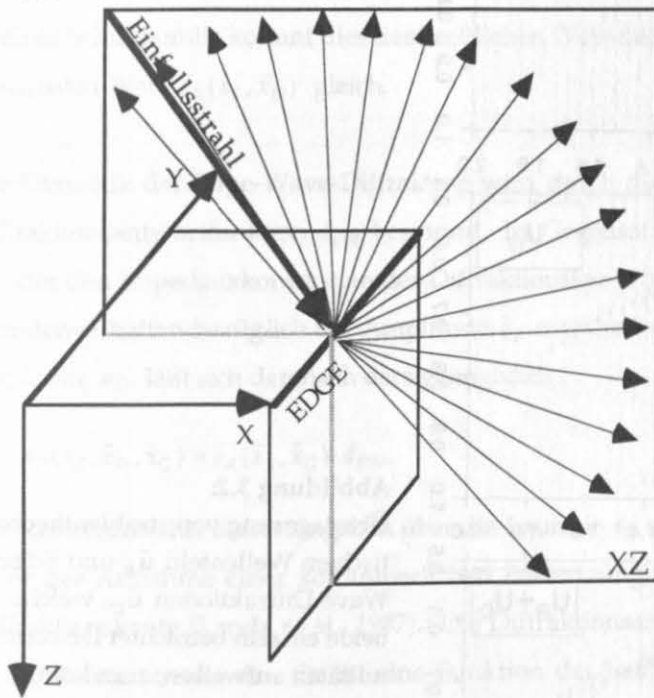
$$\bar{u} = \bar{u}_R + \bar{u}_D. \quad (3.27)$$

$\bar{u}_R$  wird mit der strahlentheoretischen Lösung identifiziert,  $\bar{u}_D$  mit der Lösung der Edge-Wave-Methode. Sowohl  $\bar{u}_R$  als auch  $\bar{u}_D$  weisen Wellenfelddiskontinuitäten an Schattengrenzen, z.B. aufgrund von Ecken und Kanten der Grenzschichten, auf. Erst die Superposition von  $\bar{u}_R$  und  $\bar{u}_D$  liefert



**3-D Fall:  
Diffraktionskegel**

Einfallstrahl schräg zur Diffraktionskante:  
Diffraktionskegel

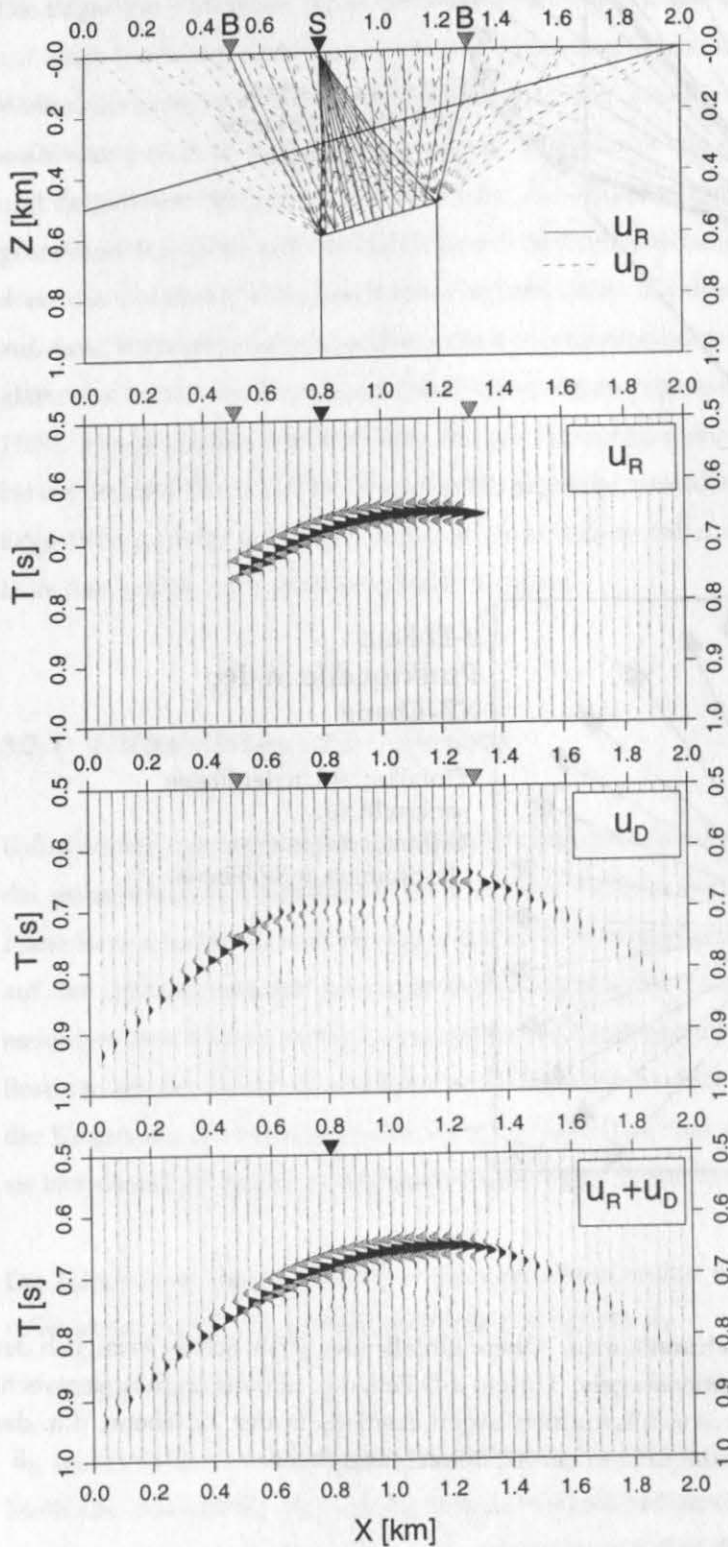


**2-D Fall:  
Punktquelle in der XZ-Ebene**

Einfallstrahl in der Ebene senkrecht zur Diffraktionskante:  
alle Strahlen in XZ-Ebene

**Abbildung 3.1:** Geometrie von Kantendiffraktionen. **Oben:** Einfallender Strahl schräg bezüglich der Kante (Edge): Ausbildung eines Diffraktionskegels. **Unten:** 2-D Fall, d.h. Einfallstrahl ist senkrecht zur Kante (in XZ-Ebene): diffraktierte Ausfallstrahlen liegen ebenfalls in der XZ-Ebene, d.h. der Diffraktionskegel "entartet" zu einer Punktquelle in der XZ-Betrachtungsebene.

das physikalisch sinnvolle kontinuierliche Gesamtwellenfeld.  $\bar{u}_D$  besteht aus einzelnen Edge-Wave-Paaren, die an jeder Schattengrenze das strahlentheoretische Wellenfeld ergänzen: Der eine Teil erstreckt sich von der Schattengrenze aus in die von  $\bar{u}_R$  ausgesparte Schattenzone, der andere umfaßt



**Abbildung 3.2:**

Überlagerung von strahlentheoretischem Wellenfeld  $\bar{u}_R$  und Edge-Wave-Diffraktionen  $\bar{u}_D$ , welche beide einzeln betrachtet Diskontinuitäten aufweisen, zum kontinuierlichen Gesamtwellenfeld  $\bar{u} = \bar{u}_R + \bar{u}_D$ . Das Untergrundmodell bestand aus einer einfachen Blockstruktur mit geneigter Oberkante.

das in die beleuchtete Zone zurückgestreute Wellenfeld. Das Amplitudenverhalten beider Edge-Waves wird durch die gleiche Funktion beschrieben, jedoch unterscheiden sie sich aufgrund des 180°-Phasenwechsel an der Schattengrenze im Vorzeichen. Dies führt einerseits zu einer kontinuierlichen Fortsetzung des strahlentheoretischen Wellenfeldes in die Schattenzone hinein und andererseits zu einer Abschwächung nahe der Schattengrenze, wo der Phasenwechsel eine destruktive Interferenz bei der Überlagerung von  $\bar{\mathbf{u}}_D$  mit  $\bar{\mathbf{u}}_R$  bewirkt.

Die Kinematik von Diffraktionen, so auch die der Edge-Waves, kann durch die Einführung einer sekundären Punktquelle am Diffraktionspunkt  $D$ , welche durch die von der Quelle  $S$  stammende primären Welle ausgelöst wurde, beschrieben werden. Im Gegensatz zu einer Reflexion kann die Laufzeit einer diffraktierten Welle in zwei unabhängige Terme, von  $S$  zu  $D$  ( $\tau_R(\bar{x}_S, \bar{x}_D)$ ), und von dort zum Aufnehmer  $G$  ( $\tau_R(\bar{x}_D, \bar{x}_G)$ ), aufgespalten werden. Strahlentheoretisch bedeutet dies, daß beide Laufzeiterme unabhängig voneinander die Eikonalgleichung erfüllen müssen. Die Gesamtlaufzeit einer Diffraktion  $\tau_D$  ist die Summe der Einzelaufzeiten:

$$\tau_D(\bar{x}_S, \bar{x}_D, \bar{x}_G) = \tau_R(\bar{x}_S, \bar{x}_D) + \tau_R(\bar{x}_D, \bar{x}_G). \quad (3.28)$$

In einer Schußfamilie kommt dies dem zeitlichen "Verschieben" der Laufzeitkurve  $\tau_R(\bar{x}_D, \bar{x}_G)$  um den konstanten Wert  $\tau_R(\bar{x}_S, \bar{x}_D)$  gleich.

Die Dynamik der Edge-Wave-Diffraktion wird durch die komplexwertige und frequenzabhängige Diffraktionsantwortfunktion  $d_{EW}$  bestimmt. Im Gegensatz zum Begriff des Diffraktionskoeffizienten  $c_D$ , der den Impedanzkontrast an der Diffraktionskante beinhaltet, beschreibt  $d_{EW}$  das relative Amplitudenverhalten bezüglich der Amplitude  $\bar{a}_R$  eines reflektierten Referenzstrahls. Die Diffraktionsamplitude  $a_D$  läßt sich demnach darstellen durch

$$a_D(\bar{x}_S, \bar{x}_D, \bar{x}_G) = \bar{a}_R(\bar{x}_S, \bar{x}_G) \cdot d_{EW}. \quad (3.29)$$

Der Referenzstrahl liefert Angaben über die Laufzeit  $\bar{\tau}_R$  und Amplitude  $\bar{a}_R$  einer reflektierten Welle unter der Annahme einer kontinuierlichen Fortsetzung des Reflektors (siehe Abb. 3.3), d.h. ohne Diffraktionskante (Landa et al., 1987). Die Diffraktionsantwortfunktion  $d_{EW}$  selbst hängt auch von dieser Referenzwelle ab. Sie ist eine Funktion der Laufzeitdifferenz  $\Delta\tau$  zwischen  $\tau_D$  der bei  $D$  diffraktierten Welle und  $\bar{\tau}_R$  der entsprechenden Referenzwelle, gemessen jeweils an der Aufnehmerposition  $\bar{x}_G$ :

$$d_{EW} = d_{EW}(\Delta\tau) \quad \text{mit} \quad \Delta\tau = \tau_D(\bar{x}_S, \bar{x}_D, \bar{x}_G) - \bar{\tau}_R(\bar{x}_S, \bar{x}_G). \quad (3.30)$$

In der beleuchteten Zone entspricht diese Referenzwelle der an die Diffraktion anschließenden Reflexion, welche durch die strahlentheoretische Lösung gegeben ist. Im Schattenbereich existiert diese Welle jedoch nicht, so daß von einer fiktiven Welle gesprochen wird. Diese fiktiven Strahlen müssen jedoch nicht eigens nach Modellmodifikation aufwendig berechnet werden. Innerhalb des Gültigkeitsbereichs der Edge-Wave-Theorie (Klem-Musatov et al., 1994) können die benötigten Referenzgrößen  $\tilde{\tau}_R$  und  $\tilde{a}_R$  ausgehend vom letzten reflektierten Strahl, dem Schattenstrahl mit der Aufnehmerposition  $\bar{x}_B$ , approximiert werden. Da die strahlentheoretische Hochfrequenzlösung als solche die Diffraktionskante nicht "sieht" und somit die Amplitude einer ungestörten Reflexion liefert, kann  $\tilde{a}_R$  in erster Näherung durch die strahlentheoretische Amplitude des Schattenstrahls wiedergegeben werden:

$$\tilde{a}_R(\bar{x}_S, \bar{x}_G) \equiv a_R(\bar{x}_S, \bar{x}_B). \quad (3.31)$$

Die zweite Referenzgröße  $\tilde{\tau}_R$ , welche über  $d_{EW}$  das Amplitudenverhalten der Diffraktion maßgeblich mitbestimmt, muß beiderseits der Schattengrenze bekannt sein. Die Verbindung mit der dynamischen Strahlenmethode und der dazu berechneten paraxialen Größen legt die Paraxialstrahlapproximation ausgehend vom Schattenstrahl als geeignete Technik zur Bestimmung von  $\tilde{\tau}_R$  nahe:

$$\tilde{\tau}_R(\bar{x}_S, \bar{x}_G) \equiv \tau_P(\bar{x}_S, \bar{x}_G; \bar{x}_B). \quad (3.32)$$

$\tau_P$  bezeichnet hier die Laufzeit eines fiktiven reflektierten Strahls bei  $\bar{x}_G$ , welche mit Hilfe paraxialer Näherung (p) ausgehend vom Schattenstrahl ( $\bar{x}_B$ ) errechnet wird. Diese Methode der Wellenfeldfortsetzung berücksichtigt im wesentlichen die Laufzeit, Scheingeschwindigkeit und Wellenfrontkrümmung eines Zentralstrahls, um die Laufzeit für einen benachbarten Strahl zu berechnen. Verschiedene Paraxialstrahlapproximationen wurden von Rabbel (1987) und Klaeschen et al. (1994) hinsichtlich der Anwendbarkeit bei der Edge-Wave-Methode getestet. Da in beliebig inhomogenen Medien alle Varianten nur einen begrenzten Gültigkeitsbereich aufweisen (Kläschen, 1995), wird im weiteren die allgemein übliche Standard-Paraxialstrahl-Approximation (Siehe Anhang A.4) benutzt. Unter Vernachlässigung von Geschwindigkeitsgradienten lautet diese Näherungsformel zur Bestimmung der Laufzeit des Referenzstrahls (Červený, 1987)

$$\tau_P(\bar{x}_S, \bar{x}_G; \bar{x}_B) = \tau_R(\bar{x}_S, \bar{x}_B) + \frac{\hat{s} \cdot (\bar{x}_G - \bar{x}_B)}{v(\bar{x}_B)} + \frac{P_2^{\parallel}(\bar{x}_S, \bar{x}_B)}{2 \cdot Q_2^{\parallel}(\bar{x}_S, \bar{x}_B)} \cdot [\hat{n} \cdot (\bar{x}_G - \bar{x}_B)]^2. \quad (3.33)$$

Neben der lokalen Geschwindigkeit  $v$  bei  $\bar{x}_B$  und den Abständen zwischen  $\bar{x}_G$  und  $\bar{x}_B$  in Strahlrichtung ( $\hat{s}$ ) und senkrecht dazu ( $\hat{n}$ ) gehen nur Größen des Schattenstrahls darin ein. Diese Größen liegen bei Verwendung der dynamischen Strahlenmethode bereits vor und erlauben so eine effiziente Berechnung der benötigten Referenzlaufzeit.



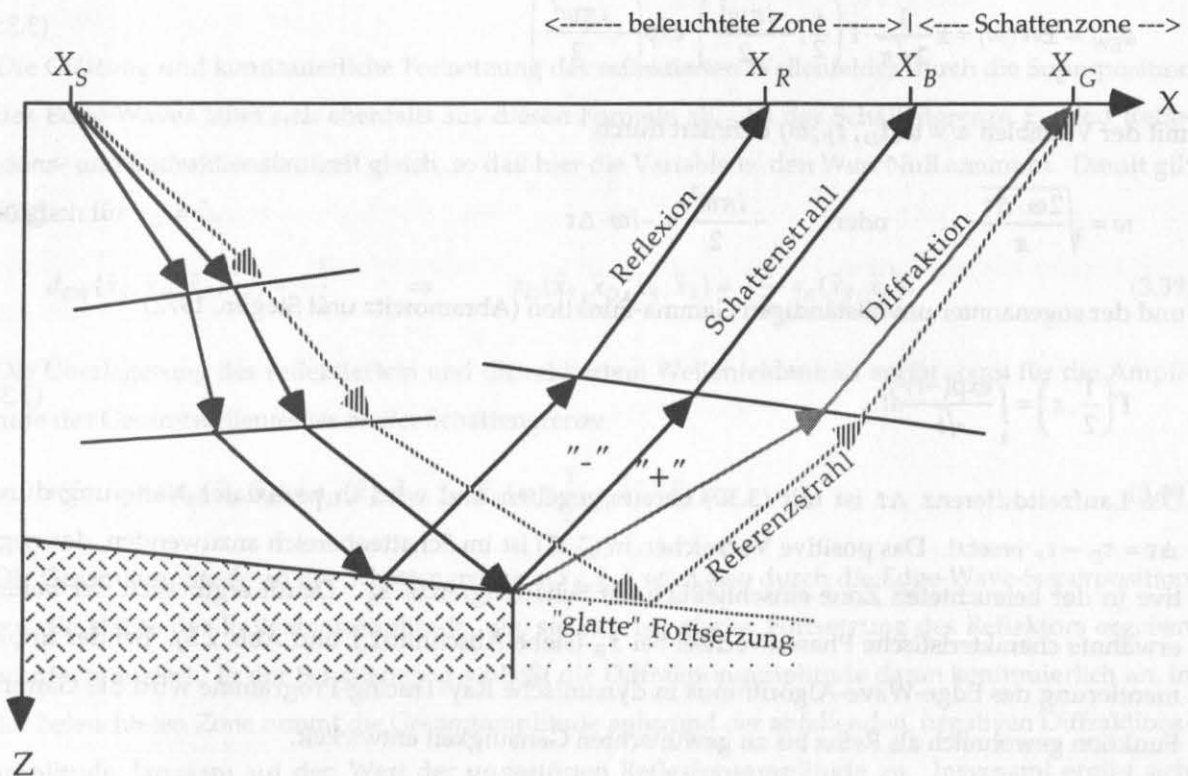
Mit Hilfe von (3.26), (3.27) und (3.30) sind damit alle Größen zur Bestimmung von  $d_{EW}$  gegeben. Für die Amplitude der Diffraktion  $a_D$  aus (3.29) können wir somit schreiben

$$a_D(\bar{x}_S, \bar{x}_D, \bar{x}_G; \bar{x}_B) = a_R(\bar{x}_S, \bar{x}_B) \cdot d_{EW}(\bar{x}_S, \bar{x}_D, \bar{x}_G; \bar{x}_B) \tag{3.34}$$

mit

$$\begin{aligned} d_{EW}(\bar{x}_S, \bar{x}_D, \bar{x}_G; \bar{x}_B) &= d_{EW}(\tau_D, \tau_P) \\ \tau_D &= \tau_R(\bar{x}_S, \bar{x}_D) + \tau_R(\bar{x}_D, \bar{x}_G) \\ \tau_P &= \tau_P(\bar{x}_S, \bar{x}_G; \bar{x}_B) \end{aligned}$$

Neben den ersten drei Argumenten, die den Strahlverlauf kennzeichnen, symbolisiert  $\bar{x}_B$  als viertes Argument den Einfluß des Schattenstrahls auf die Dynamik der Diffraktion. Da die Dynamik und Kinematik des Schattenstrahls sowohl in (3.31) als auch in (3.32) erscheint, ist der Schattenstrahl der ausschlaggebende Faktor bei der Amplitudenbestimmung mit der Edge-Wave-Methode. Aus physikalischer Sicht kann Gleichung (3.34) als Beschreibung der transversalen Energiediffusion ausgehend von der Schattengrenze in die Schatten- und die beleuchtete Zone interpretiert werden. Deshalb ist die Festlegung der Schattengrenze von entscheidender Rolle für die Diffraktionsamplitude.



**Abbildung 3.3:** Schematische Darstellung der Beziehung zwischen dem Schattenstrahl als letzten reflektierten Strahl und dem Referenzstrahl, der sich bei einer "glatten" oder ungestörten Fortsetzung der Untergrundstrukturen ergibt. Zur Berechnung der Edge-Wave-Amplitude werden die Laufzeiten des Referenzstrahls und die des diffraktierten Strahls an der gleichen Aufnehmerposition  $X_G$  benötigt.

### 3.2.2 Diffraktionsantwortfunktion

Die Formeln der Edge-Wave-Methode können sowohl aus der asymptotischen Analyse des exakten Kirchhoff-Integrals als auch direkt als asymptotische Lösung der Wellengleichung erhalten werden (Klem-Musatov und Aizenberg, 1989). Da die mathematische Herleitung sehr umfangreich ist und hier nicht behandelt werden kann, sei auf die ausführliche und hervorragend dargelegte Beschreibung der Edge-Wave-Theorie in der Arbeit von Klem-Musatov et al. (1994) verwiesen. Neben den Edge-Waves im 2-D Fall werden in der genannten Arbeit außerdem die Tip-Waves als entsprechendes 3-D Pendant an Ecken vorgestellt. Im Rahmen dieser Arbeit wurden daher nur die zum weiteren Verständnis benötigten Resultate der Theorie im Zusammenhang mit der Modellierung von Diffraktionen zusammengestellt.

Das Ergebnis für die Edge-Wave-Diffraktionsantwort  $d_{EW}$ , welche bei Klem-Musatov et al. (1994) der Weakening-Funktion  $W(w)$  entspricht, lautet

$$d_{EW} = \pm W(w) = \pm \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \cdot \Gamma\left(\frac{1}{2}, -\frac{i\pi w^2}{2}\right) \cdot \exp\left(-\frac{i\pi w^2}{2}\right) \quad (3.35)$$

mit der Variablen  $w = w(\tau_D, \tau_P; \omega)$  definiert durch

$$w = \sqrt{\frac{2\omega \cdot \Delta\tau}{\pi}} \quad \text{oder} \quad -\frac{i\pi w^2}{2} = -i\omega \cdot \Delta\tau \quad (3.36)$$

und der sogenannter unvollständigen Gamma-Funktion (Abramowitz und Stegun, 1972)

$$\Gamma\left(\frac{1}{2}, z\right) = \int_z^{\infty} \frac{\exp(-t)}{\sqrt{t}} dt. \quad (3.37)$$

Die Laufzeitdifferenz  $\Delta\tau$  ist mit (3.30) bereits gegeben und wird in paraxialer Näherung durch  $\Delta\tau = \tau_D - \tau_P$  ersetzt. Das positive Vorzeichen in (3.35) ist im Schattenbereich anzuwenden, das negative in der beleuchteten Zone einschließlich der Schattengrenze  $\bar{x}_B$ . Damit ergibt sich der bereits erwähnte charakteristische Phasenwechsel bei  $\bar{x}_B$  (siehe Abschnitt 2.1 und Abb. 2.3). Bei der Implementierung des Edge-Wave-Algorithmus in dynamische Ray-Tracing-Programme wird die Gamma-Funktion gewöhnlich als Reihe bis zu gewünschter Genauigkeit entwickelt.

$|W(w)|$  ist eine streng monoton fallende Funktion der Variablen  $w$ . An ihren Gültigkeitsgrenzen besitzt  $W(w)$  folgende Eigenschaften (Klem-Musatov et al., 1994):

$$\begin{aligned} W(0) &= \frac{1}{2} \\ W(w) &\equiv W(0) + \frac{w}{\sqrt{2}} \cdot \exp\left(-\frac{3\pi i}{4}\right) + O(w^2) && \text{für } |w| \rightarrow 0 \\ W(w) &\equiv \frac{1}{\pi w \sqrt{2}} \cdot \exp\left(-\frac{i\pi}{4}\right) + O\left(\frac{1}{w^2}\right) && \text{für } |w| \rightarrow \infty \end{aligned} \quad (3.38)$$

Neben dem charakteristischen  $180^\circ$ -Phasenwechsel an der Schattengrenze tritt demnach zusätzlich eine kontinuierliche Phasendrehung bis zu maximal  $45^\circ$  entlang der Diffraktionshyperbeläste für  $|w| \rightarrow \infty$  auf. Gemäß Gleichung (3.36) ist  $w^2$  sowohl proportional zur Hauptfrequenz  $\omega$ , als auch zum Laufzeitunterschied  $\Delta\tau$  zwischen Diffraktion und Referenzreflexion. Damit wird zum einen die in Abschnitt 2.1 beschriebene Frequenzabhängigkeit der Diffraktionsamplitude quantitativ erfaßt. Da mit zunehmender Tiefe der Streuobjekte die Laufzeitdifferenz  $\Delta\tau$  bei konstantem Offset abnimmt, ist daraus zum anderen die vorhergesagte Zunahme des Amplitudenverhältnisses zwischen Diffraktion und Reflexion (siehe 2.1) bei späteren Laufzeiten ersichtlich.

Die Glättung und kontinuierliche Fortsetzung des reflektierten Wellenfeldes durch die Superposition der Edge-Waves leitet sich ebenfalls aus diesen Formeln ab. An der Schattengrenze  $\bar{x}_B$  sind Reflexions- und Diffraktionslaufzeit gleich, so daß hier die Variable  $w$  den Wert Null annimmt. Damit gilt folglich für  $\bar{x}_C = \bar{x}_B$ :

$$d_{EW}(\bar{x}_S, \bar{x}_D, \bar{x}_B; \bar{x}_B) = -\frac{1}{2} \quad \Rightarrow \quad a_D(\bar{x}_S, \bar{x}_D, \bar{x}_B; \bar{x}_B) = -\frac{1}{2} \cdot a_R(\bar{x}_S, \bar{x}_B). \quad (3.39)$$

Die Überlagerung des reflektierten und diffraktierten Wellenfeldanteils ergibt somit für die Amplitude des Gesamtwellenfeldes an der Schattengrenze

$$a(\bar{x}_S, \bar{x}_B) = a_R(\bar{x}_S, \bar{x}_B) + a_D(\bar{x}_S, \bar{x}_D, \bar{x}_B; \bar{x}_B) = +\frac{1}{2} \cdot a_R(\bar{x}_S, \bar{x}_B). \quad (3.40)$$

Die Gesamtamplitude an der Schattengrenze  $a(\bar{x}_S, \bar{x}_B)$  wird also durch die Edge-Wave-Superposition auf die Hälfte der Reflexionsamplitude, wie sie sich bei glatter Fortsetzung des Reflektors ergeben würde, reduziert. In der Schattenzone schließt die Diffraktionsamplitude daran kontinuierlich an, in der beleuchteten Zone nimmt die Gesamtamplitude aufgrund der abfallenden, negativen Diffraktionsamplitude, langsam auf den Wert der ungestörten Reflexionsamplitude zu. Insgesamt ergibt sich somit das kontinuierliche Gesamtwellenfeld.

Die Edge-Wave-Methode ermöglicht somit die Berechnung der Dynamik im wesentlichen auf kinematischer Basis. Neben der Frequenzabhängigkeit bestimmt die Laufzeitdifferenz  $\Delta\tau = \tau_D - \tau_p$  zwi-

schen Diffraktionslaufzeit  $\tau_D$  und der paraxial approximierten Laufzeit  $\tau_p$  einer Referenzreflexion die Diffraktionsamplitude. Da die Diffraktions- und Referenzlaufzeit reziprok sind, erfüllt die Edge-Wave-Diffraktionsamplitude theoretisch das Reziprozitätsprinzip (Klem-Musatov und Aizenberg, 1989). Die Gültigkeit dieser Umkehrbeziehung ist jedoch für die soeben beschriebene Edge-Wave-Formulierung nur in grober Näherung gewährleistet, da sich beim Vertauschen von Quelle  $S$  und Aufnehmer  $G$  im allgemeinen ein neuer Schattenstrahl ergibt, der die paraxiale Laufzeitapproximation festlegt. Einerseits kann sich dessen Amplitude aufgrund der Winkelabhängigkeit der R/T-Koeffizienten ändern, andererseits liefert die Paraxialstrahlapproximation zur Laufzeitberechnung bei Vertauschung von Ausgangs- und approximiertem Strahl nur in einem sehr beschränkten Bereich gleiche Resultate. Eine Umkehrung des Strahlverlaufs sollte daher nur auf Aufnehmerpositionen in unmittelbarer Nähe zur Schattengrenze beschränkt werden.

Betrachtet man die Hauptkomponenten der Verschiebung, so ergibt sich schließlich durch die Überlagerung des strahlentheoretischen Wellenfeldes

$$\begin{aligned} u_R(\bar{x}_S, \bar{x}_G; t) &= \text{Re}\{U_R(\bar{x}_S, \bar{x}_G; t)\} \\ &= \text{Re}\{a_R(\bar{x}_S, \bar{x}_G) \cdot W(t - \tau_R)\} \end{aligned} \quad (3.41)$$

mit dem diffraktierten Edge-Wave-Wellenfeld

$$\begin{aligned} u_D(\bar{x}_S, \bar{x}_D, \bar{x}_G; \bar{x}_B; t) &= \text{Re}\{U_D(\bar{x}_S, \bar{x}_D, \bar{x}_G; \bar{x}_B; t)\} \\ &= \text{Re}\{a_D(\bar{x}_S, \bar{x}_D, \bar{x}_G; \bar{x}_B) \cdot W(t - \tau_D)\} \end{aligned} \quad (3.42)$$

das Gesamtwellenfeld  $u = u_R + u_D$  als

$$u(\bar{x}_S, \bar{x}_G; t) = \begin{cases} u_D & \text{für } \bar{x}_G \text{ in der Schattenzone} \\ u_R/2 & \text{für } \bar{x}_G \text{ an der Schattengrenze } \bar{x}_B \\ u_R + u_D & \text{für } \bar{x}_G \text{ in der beleuchteten Zone} \end{cases} \quad (3.43)$$

### 3.2.3 Automatische Edge-Wave-Modellierung

Mit der Erweiterung der klassischen Strahlenmethode durch die Edge-Wave-Theorie wurden somit die Grundlagen geschaffen, um diffraktierte Wellenfelder zu modellieren. Realistische synthetische Seismogramme, ohne Schattenzonen, können damit erzeugt werden, um, insbesondere in Störzonen, Geschwindigkeits- und Untergrundstrukturen zu verifizieren (Rabbel, 1987). Die Implementierung des Edge-Wave-Algorithmus in bestehende dynamische Ray-Tracing-Programme ist formal relativ einfach. Die automatische Detektierung von Wellenfelddiskontinuitäten und die anschließende Über-

lagerung mit den entsprechenden Edge-Waves stellen dagegen die größeren Probleme bei der Realisierung dar. In einfachen Modellen lassen sich die Quellpunkte und die Geometrie für die Edge-Waves noch manuell festlegen, bei beliebig komplexem Modellaufbau ist eine Automatisierung unumgänglich. Diese muß sowohl Detektion und Lokalisierung der Diffraktionspunkte, als auch die Bestimmung von Schatten- und beleuchteter Zone, sowie die anschließende Erzeugung der diffraktierten Wellen übernehmen.

Klaeschen et al. (1994) haben eine derartige Methode entwickelt, die anhand von Diskontinuitäten des Wellenfeldes Schattenzonen erkennt und Diffraktoren lokalisiert. Durch die Überlagerung mit den an jeder Schattengrenze generierten Edge-Waves kann somit ein kontinuierliches Wellenfeld erzeugt werden. Der Detektionsalgorithmus beruht auf der Vorhersagbarkeit der Amplituden- und Laufzeitvariation benachbarter Strahlen bei ungestörten oder "glatten" Untergrundstrukturen. Überschreitet die Differenz zwischen, z.B. mit der Paraxialstrahlapproximation, vorhergesagten und tatsächlich ermittelten Strahlgrößen einen bestimmten Schwellwert, so wird von einer Schattenzone ausgegangen, die es durch Edge-Waves zu füllen gilt. Der Detektionsalgorithmus wird sukzessive an jeder Grenzfläche entlang des Strahlswegs angewendet und erlaubt auch die Berücksichtigung mehrfach diffraktierter Wellenfelder.

Diese erweiterte Strahlenmethode wurde als Anfangswertproblem (*initial value ray tracing*) bei Vorgabe der Schußlokation, des Strahlkodes (*ray code*), welcher die betrachtete Wellenart (P, SV, SH) vorgibt, und des Abgangswinkel an der Quelle konzipiert. Sie liefert als Ergebnis die Wellenfeldattribute, wie z.B. Laufzeit, Amplitude, geometrische Divergenz, Inzidenzwinkel usw., aller erzeugten Strahlen am Aufnehmerniveau. Zur Konstruktion synthetischer Seismogramme werden die berechneten Strahlattribute auf ein reguläres Akquisitionsgitter interpoliert, mit einer Signalform abgefaltet und anschließend durch Summation zum Gesamtwellenfeld überlagert.

Schwachpunkte der Methode sind zum einen die empirische Schwellwertfestlegung bei der Detektion von Wellenfelddiskontinuitäten und zum anderen die Paraxialstrahlapproximation zur Bestimmung der Referenzlaufzeit, die in die Formel für die Edge-Wave-Diffraktionsantwort eingeht. Während sich die Schwellwerte in Beziehung zur vorherrschenden Wellenlänge bzw. den Fresnelzonen stellen lassen (Klaeschen, 1995), ist die Approximation der Referenzlaufzeit ein fundamentales Problem. Es beruht darauf, daß in beliebig komplexen Modellen die Vorhersagbarkeit der Kinematik benachbarter Strahlen nur in einer äußerst kleinen Umgebung nahe dem Zentralstrahl gewährleistet ist. Der Gültigkeitsbereich der paraxialen Laufzeitnäherung spielt damit eine Schlüsselrolle hinsichtlich der Zuverlässigkeit der berechneten Diffraktionsamplituden und der Anwendbarkeit der Methode. Eine ausführliche Diskussion, die dieser Problematik nachgeht, findet sich in Kläschen (1995).

Der Hauptvorteil der Strahlenmethode, die separate Behandlung einzelner Wellen, ist auch hier erhalten geblieben. Reflektierte und diffraktierte Wellenfeldanteile liegen getrennt vor und erlauben eine Identifizierung von Einsätzen sowie Einzelanalysen und Vergleiche beider Anteile. Die automatische Detektierung ermöglicht dies insbesondere auch bei komplexen Lagerungsverhältnissen, jedoch nimmt mit der Komplexität auch der Rechenaufwand beträchtlich zu. Triplikationen der Laufzeitäste und Mehrfachdiffraktionen werden kinematisch korrekt wiedergegeben. Die Genauigkeit der Dynamik stößt, wie gesagt, aufgrund der Paraxialstrahlapproximation an gewisse Grenzen. Vergleiche mit synthetischen und realen Datenbeispielen haben jedoch gezeigt (Klaeschen et al., 1994; Bergmann, 1995; Kläschen, 1995), daß die Edge-Wave-Methode in den meisten Bereichen zufriedenstellende Ergebnisse liefert und einen weiten Anwendungsspielraum besitzt.

### 3.3 Aufgliederung der Diffraktionsamplitude

In der Reflexionsseismik läßt sich die Wellenausbreitung generell in einzelne Bereiche bezüglich eines zu untersuchenden Zielobjektes, z.B. vor, am und nach dem Zielhorizont, aufteilen: Die Ausbreitung von der Quelle zum Zielobjekt wird dabei als hinablaufende Welle (*downgoing wave*), die vom Zielobjekt zum Aufnehmer als hinauflaufende Welle (*upgoing wave*) bezeichnet. In der Strahlentheorie wird entsprechend auch von absteigendem und aufsteigendem Ast gesprochen. Da jeweils der gleiche Oberbau durchlaufen wird, ergeben sich oft Symmetriebeziehungen, die die Datenbearbeitung wesentlich vereinfachen und erleichtern. Für Diffraktionspunkte als Zielobjekt im Untergrund liegt eine ähnliche Aufspaltung von Kinematik und Dynamik diffraktierter Wellenfelder nahe.

#### 3.3.1 Strahlasterlegung

Die Aufspaltung der Kinematik ist trivial, da sich die Gesamtlaufzeit einer Diffraktion in zwei unabhängige Terme vor und nach dem Diffraktionspunkt aufteilen läßt. Für die Zerlegung der Dynamik wurden mit den Symmetriebeziehungen und den Kettenregeln in Abschnitt 3.1 bereits die Grundlagen geschaffen. Betrachten wir zunächst die Strahlamplitude  $a_R$  eines an der Grenzschicht  $M$  reflektierten Strahls in einem lateral inhomogenen, geschichteten Medium mit geraden Grenzflächen unter Berücksichtigung der Dämpfung:

$$a_R(\bar{x}_S, \bar{x}_G) = \frac{1}{L_{SG}} \cdot \left( \frac{v_S \rho_S}{v_M \rho_M} \right)^{1/2} \cdot \left( \frac{v_M \rho_M}{v_G \rho_G} \right)^{1/2} \cdot c_R^E(\bar{x}_S, \bar{x}_G; \bar{x}_M) \cdot \prod_{\substack{k=1 \\ k \neq M}}^N c_k^E \cdot \prod_{k=1}^{N+1} \exp\left(-\frac{\omega}{2Q_k} t_k\right). \quad (3.44)$$

Der reziproke Reflexionskoeffizient  $c_R^E(\bar{x}_S, \bar{x}_G; \bar{x}_M)$  verknüpft dabei ab- und aufsteigenden Ast des reflektierten Strahls bei  $M$ .  $c_R^E$  ist im Falle einer monotypisch reflektierten Welle, wie z.B. einer PP-Reflexion, gleich dem Zoeppritzschen Reflexionskoeffizienten:  $c_R^E = c_R$ . Teilt man die Produkte in (3.44) in Terme vor und nach  $k = M$  auf und verkürzt diese Scheibweise durch Verwendung der entsprechenden Amplitudenfaktoren gemäß (3.9), so ergibt sich für die Strahlamplitude

$$a_R(\bar{x}_S, \bar{x}_G) = |L_{SG}|^{-1} \cdot A_{SM} \cdot A_{MG} \cdot c_R(\bar{x}_S, \bar{x}_G; \bar{x}_M). \quad (3.45)$$

Die tiefgestellten Indizes kennzeichnen wiederum den Strahlabschnitt, auf dem die zugehörige Größe zu bestimmen ist. Die Erfüllung der Eikonalgleichung entlang des Gesamtstrahls ist durch das Snellius'sche Reflexionsgesetz bei  $\bar{x}_M$  gewährleistet. Die Transportgleichung ist durch den geometrischen Spreading-Faktor  $|L_{SG}|$ , der sich gemäß (3.20) aus den Elementen der Propagatormatrizen der beiden Abschnitte errechnen läßt, repräsentiert.

Wird eine ähnliche Aufteilung der Diffraktionsamplitude  $a_D$  in Bereiche vor, am und nach dem Diffraktionspunkt  $M = D$  vorgenommen, so lautet das Ergebnis nach Einsetzen der Schattenstrahlamplitude aus (3.39) in (3.31)

$$a_D(\bar{x}_S, \bar{x}_D, \bar{x}_G; \bar{x}_B) = |L_{SB}|^{-1} \cdot A_{SD} \cdot A_{DB} \cdot c_D(\bar{x}_S, \bar{x}_D, \bar{x}_G; \bar{x}_B) \quad (3.46)$$

mit

$$c_D(\bar{x}_S, \bar{x}_D, \bar{x}_G; \bar{x}_B) = c_R(\bar{x}_D; \bar{x}_B) \cdot d_{EW}(\bar{x}_S, \bar{x}_D, \bar{x}_G; \bar{x}_B). \quad (3.47)$$

Der Einfluß der Streukörpergeometrie auf die Dynamik ist im Diffraktionskoeffizienten  $c_D$  enthalten, welcher die Strahlabschnitte vor und nach dem Diffraktor in Abhängigkeit vom Reflexionskoeffizienten des Schattenstrahls  $c_R(\bar{x}_S, \bar{x}_B; \bar{x}_D)$  und von der Lage der Schattengrenze  $\bar{x}_B$  verbindet. Im einfachen Fall eines unterbrochenen Reflektors wird  $\bar{x}_B$  beispielsweise durch dessen Neigung  $\beta_D$  festgelegt. Eine der Kinematik analoge Aufspaltung des dynamischen Verhaltens von Diffraktionen unabhängig von der Geometrie des Zielobjektes ist daher nicht möglich.

Eine Einschränkung der Gültigkeit obiger Formel besteht aufgrund der Verwendung des Spreading- und Amplitudenfaktors des Schattenstrahls für den aufsteigenden Ast: Zum einen muß aufgrund der Auffächerung der Welle am Diffraktionspunkt die Kaustikanzahl der diffraktierten Strahlen nicht notwendigerweise mit der des Schattenstrahls übereinstimmen ( $\kappa_{DB} \neq \kappa_{DG}$ ), zum anderen werden bei Verwendung von  $A_{DB}$  lokale dynamische Veränderungen der diffraktierten Strahlen nicht erfaßt. Die Berücksichtigung dieser Einflüsse fehlt in der ursprünglichen Formulierung der Edge-Wave-Methode, da sie sich auf das Verhalten der Diffraktionsamplitude in der Nähe der Schattengrenze (*boundary*

layer) konzentriert, wo die klassische geometrische Diffraktionstheorie versagt. Das Problem kann jedoch behoben werden, indem der Spreading-Term und der Amplitudenfaktor des Schattenstrahls durch die entsprechenden Größen der diffraktierten Strahlen ausgetauscht wird (Kläschen, 1995).

### 3.3.2 Modifikation der Edge-Wave-Amplitude

Gleichung (3.44) entspricht der ursprünglichen Formulierung der Edge-Wave-Amplitude. Diese geht davon aus, daß nur die Schattenstrahlamplitude das absolute Amplitudenverhalten bestimmt, und die dynamischen Effekte auf dem Strahlweg der diffraktierten Welle vom Diffraktionspunkt zu den einzelnen Aufnehmern vernachlässigt werden können. Bei komplexeren Modellen kann die Diffraktionsamplitude jedoch auch stark von lokalen Untergrundeigenschaften beeinflußt werden, die der Schattenstrahl selbst nicht "sieht". Nach der Diffraktion auftretende Transmissions- ( $C_T$ ) oder Absorptionsverluste ( $B_T$ ), sowie lokale Untergrundeigenschaften am Aufnehmer können berücksichtigt werden, indem der Amplitudenfaktor der diffraktierten Strahlen  $A_{DG}$  anstelle der des Schattenstrahls  $A_{DB}$  in Gleichung (3.41) verwendet wird. Diese Modifikation wird notwendig, um auch mehrfach diffraktierte Wellenfelder zu modellieren, und hat bei Vergleichen zu FD-Rechnungen gute Erfolge erzielt (Kläschen, 1995). Das im weiteren vorgeschlagene Konzept zur Berücksichtigung des geometrischen Spreading-Faktors der diffraktierten Strahlen ist daher eine konsequente Weiterführung dieses Ansatzes. Kaustiken auf dem Strahlweg des Schattenstrahls sind nämlich nicht unbedingt auch für die diffraktierten Strahlen gültig, da die diffraktierte Welle am Diffraktionspunkt eine stark divergente Punktquelle repräsentiert, der Schattenstrahl dagegen bisher erfahrene (De-)Fokussierungen als Ausgangspunkt für die weitere Wellenausbreitung beibehält.

Betrachten wir die Folgen dieser Modifikation: Nähern sich die diffraktierten Strahlen der Schatten-grenze, so konvergieren ihre geometrischen Spreading-Faktoren gegen den Spreading-Faktor des Schattenstrahls. Innerhalb der Edge-Wave-Boundary-Layer gilt folglich  $L_{SB} \cong L_{SDG}$  und es ergibt sich die ursprüngliche Edge-Wave-Diffraktionsamplitude. In weiter entfernten Bereichen treten die strahlentheoretischen Amplituden- und Spreading-Faktoren der diffraktierten Strahlen in Kraft, so daß auch lokale Eigenschaften des Untergrundmodells auf ihrem "Weg" berücksichtigt werden können. Wird dieses erweiterte Konzept auf die Diffraktionsamplitude angewendet, so erhält man

$$a_D(\vec{x}_S, \vec{x}_D, \vec{x}_G; \vec{x}_B) = |L_{SDG}|^{-1} \cdot A_{SD} \cdot A_{DG} \cdot c_D(\vec{x}_S, \vec{x}_D, \vec{x}_G; \vec{x}_B) \quad (3.48)$$

mit

$$|L_{SDG}| = \frac{1}{v_S} \cdot \left( (Q_{1,DG}^{\parallel} Q_{2,SD}^{\parallel} + Q_{2,DG}^{\parallel} P_{2,SD}^{\parallel}) \cdot (Q_{2,SD}^{\perp} + Q_{2,DG}^{\perp}) \right)^{1/2} \quad (3.49)$$



Die derart veränderte Formulierung stellt eine Weiterentwicklung des Edge-Wave-Konzeptes dar, welches sich ursprünglich auf das Amplitudenverhalten der Diffraktionen nahe der Schattengrenze (*boundary layer*) konzentriert und dieses durch eine Art lateralen Diffusionsprozess beschreibt. Die geometrische Diffraktionstheorie geht dagegen von der Energieausbreitung in Strahlrichtung aus, bei der die Dynamik der einzelnen diffraktierten Strahlen berücksichtigt wird. Während sie nahe der Schattengrenze versagt, vermag sie die Diffraktionsamplituden in den anderen Bereichen erfolgreich zu beschreiben. Durch die vorgeschlagene Einbeziehung der Amplituden- und Spreading-Faktoren der diffraktierten Strahlen wird somit eine Brücke zwischen der Edge-Wave-Methode und der geometrischen Diffraktionstheorie geschlagen. In der Praxis hat sich diese Modifikation bei der Modellierung komplexer Strukturen bewährt und gute Resultate sowohl im Grenzbereich als auch in weiter entfernten Bereichen geliefert. Schwachpunkt ist und bleibt die paraxiale Laufzeitapproximation zur Bestimmung der Diffraktionsantwort. Sie erfolgt weiterhin erst am Aufnehmerniveau und stößt deshalb bei komplexen Modellen häufig an ihre Gültigkeitsgrenzen, was Oszillationen der Diffraktionsamplitude zu Folge haben kann. Diese Schwächen könnten z.B. durch eine lokale vom Oberbau unabhängige Diffraktionsantwortfunktion und "Fortsetzung" derselben bis zu den Aufnehmern umgangen werden. Derartigen Bestrebungen sollte daher bei weiteren Untersuchungen eine wichtige Rolle zukommen.

Zusammenfassend stellt die folgende Gleichung noch einmal dar, wo Strahlenmethode, Edge-Wave-Methode und paraxiale Näherung bei der Modellierung von Diffraktionen zum Einsatz kommen:

$$a_D(\vec{x}_S, \vec{x}_D, \vec{x}_G; \vec{x}_B) = \underbrace{|L_{SDG}|^{-1} \cdot A_{SD} \cdot A_{DG} \cdot c_R(\vec{x}_S, \vec{x}_B; \vec{x}_D)}_{\text{dynamische Strahlenmethode}} \cdot \underbrace{d_{EW}(\vec{x}_S, \vec{x}_D, \vec{x}_G; \vec{x}_B)}_{\text{Edge - Wave - Methode}} \quad (3.50)$$

mit

$$d_{EW}(\vec{x}_S, \vec{x}_D, \vec{x}_G; \vec{x}_B) = d_{EW}(\tau_D, \tau_P; \omega)$$

wobei

$$\begin{aligned} \tau_D &= \tau_R(\vec{x}_S, \vec{x}_D) + \tau_R(\vec{x}_D, \vec{x}_G) && \leftarrow \text{Strahlenmethode} \\ \tau_P &= \tau_P(\vec{x}_S, \vec{x}_G; \vec{x}_B) && \leftarrow \text{Paraxialstrahlapproximation} \end{aligned}$$

Hinsichtlich der angestrebten Modellierung diffraktierter Wellenfelder können mit der dynamischen Strahlenmethode die Kinematik sowie die Amplitudenterme, bestehend aus Amplitudenfaktoren  $A_{SD}, A_{DG}$ , Spreadingfunktion  $L_{SDG}$  und Reflexionskoeffizient  $c_R$ , berechnet werden. Zur Modellierung des dynamischen Verhaltens an Diffraktionskanten mit  $d_{EW}$  dagegen wird die Edge-Wave-Methode verwendet. Diese benötigt eine paraxiale Laufzeitapproximation zur Bestimmung der Referenzlaufzeit  $\tau_P$ , welche auf Wellenfeldattribute des Schattenstrahls bei  $\vec{x}_B$  zurückgreift.

### 3.4 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden die theoretischen Grundlagen dieser Arbeit aus der Literatur zusammengetragen und durch eigene Definitionen und Modifikationen ergänzt. Die Einzeltermine der strahlentheoretischen Amplitude wurden im Amplitudenfaktor und im geometrischen Spreading-Faktor zusammengefaßt, um so eine kompakte Formulierung zu ermöglichen, die auch für die nachfolgenden Betrachtungen sinnvoll ist.

Die Edge-Wave-Methode wurde vorgestellt und durch die Einführung der Diffraktionsantwortfunktion  $d_{EW}$  in das strahlentheoretische Konzept eingebunden. Mit den Eigenschaften von  $d_{EW}$  konnten ferner die in Kapitel 2 beschriebenen qualitativen Merkmale von Diffraktionen quantifiziert werden.

Insbesondere wurde unter Verwendung der Strahlen- und Edge-Wave-Methode eine Aufgliederung der Diffraktionsamplitude vorgenommen, die es erlaubt diese auch über unabhängig bestimmte Einzeltermine zu berechnen. Zusammen mit der Erweiterung durch Berücksichtigung der Dynamik der einzelnen diffraktierten Strahlen wurde die Basis zur effizienten Modellierung von Diffraktionspunkten innerhalb bestehender Ray-Tracing-Algorithmen geschaffen. Die vorgestellten Methoden ermöglichen somit selbst für Abbruchkanten unter einem komplexen Oberbau, die seismische Antwort zu berechnen.

Zur Vorwärtsmodellierung und Erstellung synthetischer Seismogramme muß Schußposition und Untergrundmodell, einschließlich Streukörpergeometrie, vorgegeben sein. Ist man aber daran interessiert, solche Strukturen unter einem bekannten Oberbau anhand der Diffraktionscharakteristika zu detektieren oder mit Einsätzen in den Felddaten zu vergleichen, so wären für die verschiedenen möglichen Streukörper, charakterisiert z.B. durch Lokation und Neigung, eigens eine Modellierung bei verändertem Untergrundmodell notwendig. Eine derartige Modellierung ist offensichtlich nicht praktikabel, insbesondere bei einer Vielzahl von Schußfamilien, die es für ein Profil gemeinsam zu analysieren gilt. Eine effizientere Methode, insbesondere unter Ausnutzung der aufgelisteten Symmetriebeziehungen, wird im folgenden Kapitel vorgestellt. Sie wird die Voraussetzung für die angestrebte Migration diffraktierter Wellenfelder sein.

## Kapitel 4

# Common-Fault-Point-Migration

Für die im folgenden beschriebene Abbildungsmethode wurde der Namen "Common-Fault-Point(CFP)-Migration" gewählt, da sie im Grunde eine Weiterentwicklung der bekannten CFP-Stapelung (Kanasewich und Phadke, 1988) darstellt. Die Hauptunterschiede zur CFP-Stapelung umfassen die Erweiterung auf lateral inhomogene Medien, die Ausdehnung auf beliebig geneigte Diffraktionsstrukturen und die Abbildung der Ergebnisse im migrierten Tiefenbereich.

Die CFP-Migration hat zur Aufgabe, diffraktierte Energie im registrierten Wellenfeld zu detektieren und an korrekter Untergrundposition sichtbar abzubilden. Die Anleitung dazu ist folgendermaßen zu beschreiben:

Für alle Tiefenpunkte  $M$  innerhalb des Zielgebietes

- **Modelliere** Kinematik und Dynamik einer potentiellen **Diffraktionskante** bei  $M$  !
- **Wähle** Daten aus den Schußfamilien anhand der modellierten **Kinematik** aus!
- **Korrigiere** die Amplituden dieser Daten anhand der modellierten **Dynamik**!
- **Staple** die korrigierten Daten und ordne das Ergebnis der Untergrundposition von  $M$  zu!

Falls  $M$  tatsächlich einen Diffraktionspunkt darstellt, so liefert die Summation aufgrund konstruktiver Interferenz einen signifikanten Amplitudenwert, woran  $M$  auf der resultierenden Sektion als Diffraktor identifiziert werden kann. An allen anderen Untergrundpunkten resultieren durch destruktive Überlagerung der aufsummierten Signale nur vernachlässigbare Amplitudenwerte.

Eine Besonderheit dieses Konzeptes ist, daß die Datenauswahl erst durch das zu untersuchende Objekt im Untergrund bestimmt wird. Dies weicht von der sonst üblichen Methodik der seismischen Datenverarbeitung insofern ab, als nicht mehr die Gesamtheit aller Daten einer gemeinsamen Modellvorstellung genügen müssen und gemeinsam entlang des Aufnahmeprofils zu bearbeiten sind, son-

dem die relevante Information selektiv und zielorientiert aus dem Datenvolumen extrahiert wird. Das folgende der Programmierung entlehene Bearbeitungsschema macht dies noch einmal deutlich:

Standardbearbeitung	Zielorientierte Bearbeitung
Für alle registrierten Spuren und Zeiten:	Für alle Untergrundpunkte von Interesse:
<ul style="list-style-type: none"> <li>• Bearbeite Daten gemäß einheitlicher Modellvorstellungen!</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Wähle die relevanten Daten aus!</li> <li>• Bearbeite diese individuell!</li> </ul>
End	End

Im wesentlichen werden also bei diesen beiden Schemata innere und äußere Schleifen vertauscht, und ermöglichen so eine individuelle Bearbeitung und Analyse. Daher können für ein relativ geringes Datenvolumen von jedoch hohem Informationsgehalt detaillierte Analysen unternommen werden, während sich irrelevante Datenbereiche von vornherein ausschließen lassen. Als weiteres Beispiel für dieses zielorientierte Konzept sei die Common-Reflecting-Element(CRE)-Methode (Koren und Gelchinsky, 1989) erwähnt, welche die zur Bearbeitung relevanten Einsätze individuell für jeden Untergrundpunkt bestimmt, um eine optimale Überlagerung von Reflexionseinsätzen zu erzielen.

Dieses Kapitel enthält der Bearbeitungsstrategie folgend drei Hauptabschnitte: Modellierung, Migration und Fokussierungsanalysen. Der erste Abschnitt über die Vorwärtsmodellierung dient dabei als Ausgangspunkt für die beiden anderen Inversionsverfahren. Im Migrationsabschnitt ist der Kernpunkt der Methode dargelegt: Die relevanten Eingabedaten werden anhand des modellierten Diffraktionswellenfeldes amplituden- und phasenkorrigiert, aufsummiert und abgebildet. Diesem Schritt geht eine Mehrfachdiffraktionsstapelung voraus (Bleistein, 1987; Tygel et al., 1993), um die zur Korrektur der Diffraktionsantwort notwendige lokale Neigung automatisch zu bestimmen. Gleichzeitig wird dabei das amplitudentreue Abbild der Reflektoren erhalten. Das resultierende CFP-migrierte Abbild der Diffraktoren kann mit der migrierten Reflexionssektion zu einem geschlossenen Bild der Untergrundstrukturen ergänzt werden. Der letzte Abschnitt dieses Kapitels widmet sich der Analyse der in Diffraktionen enthaltenen Informationen: Die Dynamik wird hinsichtlich der Streukörpergeometrie untersucht, eine kinematische Fokussierungsmethode soll weitere Rückschlüsse auf die Geschwindigkeitsstruktur im Oberbau zulassen.

## 4.1 Modellierung

Die erfolgreiche Vorwärtsmodellierung ist, wie bei allen Inversionsmethoden, sowohl Voraussetzung als auch Test für die angestrebte inverse Realisierung. Die Modellierung läßt sich in den Bereich der Wellenausbreitung im Oberbau und das Verhalten der seismischen Wellen aufgrund einer potentiellen Diffraktionskante am Analysepunkt  $M$  aufteilen.

Wie am Ende dieses Abschnitt zu sehen sein wird, kann die Kinematik und insbesondere die Dynamik von Diffraktionen für verschiedene Schußpositionen oder Diffraktorpositionen beträchtlich variieren. Eine separate Modellierung der seismischen Antwort jeder Diffraktionskante für jeden Schuß im Datensatz ist daher notwendig. Eine Möglichkeit wäre, dies schußweise für alle betreffenden Aufnahmepositionen sukzessive durchzuführen anschließend die Einzelergebnisse weiterzubearbeiten. Die meist regelmäßige Akquisitionsgeometrie und die Symmetrie- und Kontinuitätsbeziehungen aus Abschnitt 3.2 und 3.3 legen jedoch einen effizienteren Modellierungsansatz nahe: Da es gilt, das Erscheinungsbild *einer* Diffraktion in *mehreren* Schüssen zu modellieren, und von diesem Diffraktionspunkt aus der *gleiche* Oberbau durchschallt wird, genügt es, dies nur einmal durch "Diffraktions-schießen" vom Diffraktor an die Oberfläche zu realisieren. Zudem erlauben die genannten Symmetriebeziehungen, auch die hinablaufende Welle von der Quelle zum Diffraktionspunkt in umgekehrter Ausbreitungsrichtung zu simulieren. Die Gesamtlaufzeit wird schlicht durch Addition der Teillaufzeiten erhalten, die Gesamtdynamik einer Diffraktion muß hingegen in Abhängigkeit vom jeweiligen Einfallswinkel auf der Diffraktionskante bestimmt werden.

Die Vorgehensweise der soeben beschriebenen Modellierung soll anhand eines Beispiels schrittweise demonstriert werden. Die Einzelstapen lassen sich grob aufteilen in

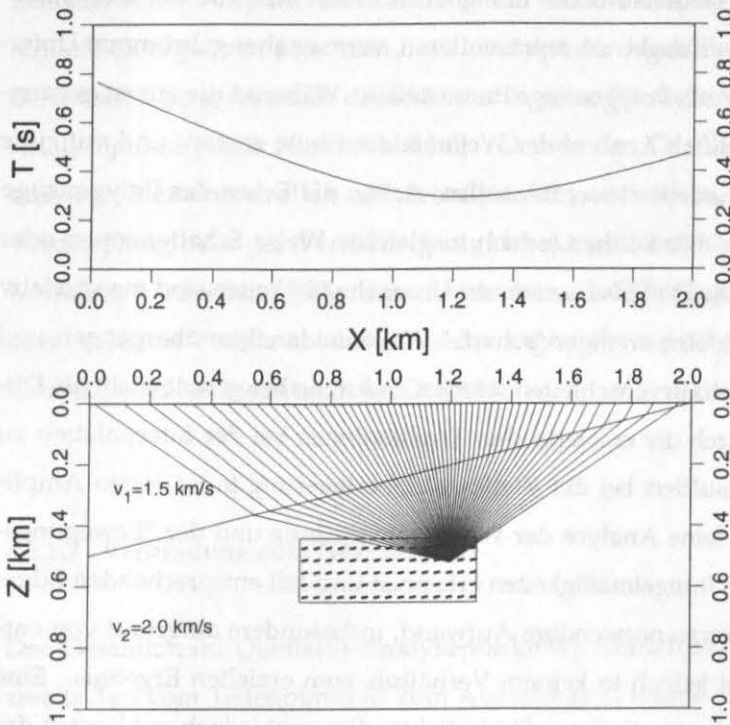
- Diffraktionsschießen aus dem Analysegebiet an die Oberfläche,
  - Interpolation der Strahlattribute für das regelmäßige Akquisitionsgitter,
  - Umkehrung der Strahlrichtung vom Diffraktor zur Quelle und kinematische Verbindung mit den aufsteigenden Strahlkästen zu allen Aufnehmern,
  - Verknüpfen der einzelnen Spreading-Terme und Multiplikation der Amplitudenfaktoren zur Dynamik aufgrund der Wellenausbreitung im inhomogenen Oberbau,
- sowie, insbesondere für Diffraktionen, die
- Auswahl des Schattenstrahls und Berechnung der Edge-Wave-Diffraktionsantwort  $d_{EW}$  für jede Aufnahmeposition und die
  - Multiplikation von  $d_{EW}$  mit der Dynamik im Oberbau zur seismischen Antwort der potentiellen Diffraktionskante am Analysepunkt  $M$ .

### 4.1.1 Kinematik und Dynamik im Oberbau

Grundlage für die Modellierung ist der 2-D Modellaufbau, welcher gemäß der am Anfang von Kapitel 3 gegebenen Beschreibung parametrisiert ist. Innerhalb eines derartigen Modells sei ein Ziel- oder Analysebereich ausgewählt worden, der von besonderem Interesse bezüglich möglicher Diffraktionsstrukturen ist. Das heißt, alle Lokationen innerhalb des Zielgebietes sind als Diffraktionskanten zu modellieren und mit den Einsätzen in den registrierten Felddaten zu vergleichen. Um die Modellierung stellvertretend für alle Untergroundpunkte zu demonstrieren, wird ein solcher Analysepunkt  $M$  an der Lokation  $\vec{x}_M$  als potentielle Diffraktionskante ausgewählt.

#### 4.1.1.1 Diffraktionsschießen

Ausgehend von  $\vec{x}_M$  als Startpunkt werden Strahlen unter Vorgabe von Abgangswinkel und Wellenart (P- oder S-Welle) mit der dynamischen Strahlenmethode im vorgegebenen Makromodell bis zum Aufnehmerniveau berechnet (Abb. 4.1). Ergeben sich bei diesem "Diffraktionsschießen" Wellenfeld-diskontinuitäten, z.B. aufgrund von Ecken an Grenzflächen oder wegen abrupter Modellparameter-variationen in benachbarten Segmenten, auf, so tritt die automatische Edge-Wave-Erweiterung der Strahlenmethode (Abschnitt 3.2.2) in Aktion: Aufgetretene Lücken und Diskontinuitäten im Wellenfeld werden durch Edge-Waves ergänzt, um ein kontinuierliches Wellenfeld zu erhalten. Laufzeitinformationen und dynamische Attribute der berechneten Strahlen werden an der Oberfläche zwecks Weiterbearbeitung abgespeichert. Diese Informationen sind unabhängig von der Modellparametrisierung oder der verwendeten Strahlenmethode. Sie umfassen zum einen Parameter am Start- und Endpunkt, wie Dichte und Geschwindigkeiten, zum anderen berechnete Strahl- und Wellenfeldattribute: Abgangswinkel, Auftauchwinkel, Laufzeit, Amplitude sowie die für die geometrische Amplitudendivergenz wichtigen Transformationsmatrizen  $P$  und  $Q$ .

**Abbildung 4.1:**

Diffraktionsschießen im Makromodell (unten) mit Strahlverlauf aus dem Analysebereich (gepunktet) an die Oberfläche und zugehöriges Laufzeitdiagramm (oben).

Unter Verwendung der Strahlenmethode werden kinematische und dynamische Attribute der einzelnen Strahlen berechnet und zur Weiterverarbeitung gespeichert.

#### 4.1.1.2 Interpolation auf Akquisitionsgitter

Im Gegensatz zur Zwei-Punkt-Strahlenmethode (*two point ray tracing*), bei der Start- und Endpunkt fest vorgegeben werden, bestimmen bei der hier praktizierten Startwertstrahlenmethode (*initial value ray tracing*) die Startposition und der Abgangswinkel die einzelnen Strahlen. Da sich der Strahlverlauf erst beim Ray-Tracing selbst ergibt und deshalb die Endpunkte der Strahlen nicht vorhersagbar sind, werden diese im allgemeinen unregelmäßig an der Oberfläche verteilt sein. Die so ermittelten Strahlattribute sind jedoch nur auf dem jeweiligen Strahl selbst gültig, so daß die benötigten Werte auf dem regelmäßigen Akquisitionsgitter daraus noch errechnet werden müssen. Bei genügend hoher Strahldichte hat sich die lineare Interpolation der Attribute "benachbarter" Strahlen bewährt (Červený et al., 1977). Unter benachbarten Strahlen sind hierbei Strahlen einer Elementarwelle oder eines zusammenhängenden Laufzeitastes zu verstehen, innerhalb dessen paraxiale Vorhersagen möglich sind.

Unter dem trivial erscheinenden Ausdruck "benachbarte Strahlen eines Laufzeitastes" verbergen sich einige handfeste Schwierigkeiten, insbesondere bei dem beschriebenen Modellaufbau mit geraden Grenzflächenabschnitten. Hinsichtlich einer ausführlichen Diskussion sei daher auf die Arbeit von Kläschen (1995) verwiesen, in welcher diese Problematik anhand der Vorwärtsmodellierung bei dem auch hier verwendeten Ray-Tracing-Programm aufgezeigt wird. Einige Besonderheiten, die die hier vorgestellte Methode betreffen, und ihre Lösung sollen dennoch erwähnt werden.

Grundproblem ist die gewählte Art des Modellaufbaus. Er eignet sich zwar sehr gut, um Blockstrukturen, auskeilende Schichten oder Verwerfungen zu repräsentieren, vermag aber gekrümmte Untergrundstrukturen nur näherungsweise durch Polygonzüge darzustellen. Während die zuerst genannten klassischen Diffraktionsstrukturen durch Analyse der Wellenfeldattribute erkannt und mit Hilfe des Edge-Wave-Algorithmus explizit modelliert werden sollen, stellen die Ecken der Polygonzüge ungewollte Diffraktionsstrukturen dar. Sie können jedoch in gleicher Weise Schattenzonen oder Laufzeitkurvenschleifen hervorrufen. Die Dimensionen dieser Unregelmäßigkeiten sind meist relativ gering, so daß die Schattenzonen durch eine weniger "scharfe" Wellenfeldanalyse übergangen und interpoliert werden können. Die Laufzeitkurvenschleifen werden dadurch aber gerade nicht als Diskontinuitäten detektiert und führen durch die entstehenden Triplikationen bei der Interpolation zu Mehrfacheinsätzen. Dies wiederum resultiert bei der Wellenfeldüberlagerung in isolierten Amplitudenüberhöhungen. Durch eine sehr feine Analyse der Wellenfeldattribute und der "Bewegungsrichtung" der Strahlen lassen sich diese Unregelmäßigkeiten erkennen und mit entsprechenden Edge-Waves glätten (Kläschen, 1995). Der hierzu notwendige Aufwand, insbesondere aufgrund von entstehenden Mehrfachdiffraktionen, steht jedoch in keinem Verhältnis zum erzielten Ergebnis. Eine andere Möglichkeit wäre die Vorgabe einer geringeren Strahldichte; dies geht jedoch auf Kosten der Genauigkeit des gesamten Modellierungsergebnisses. Durch eine Überdeckungskorrektur innerhalb der Laufzeitäste wären die Amplitudenanomalien ebenfalls zu reduzieren (Kläschen, 1995). Wegen der Aufsplitterung der Laufzeitäste bei der sukzessiv feineren Abtastung des Modell durch Strahlen, sind dazu aber die Einzelabschnitte in aufwendiger Weise zusammenzusetzen.

Die vierte und hier eingesetzte Korrekturmethode basiert auf dem Vergleich der Laufzeiten regulärer, also nicht im Oberbau diffrakterter, Strahlen. Unterscheiden sich die Laufzeiten der Einsätze eines Laufzeitastes an einer Aufnehmerposition um weniger als eine halbe Periode der Hauptsignal-frequenz, so liegen die zugehörigen Strahlen gemäß Definition in einem gemeinsamen Fresnelvolumen (Červený und Soares, 1992). Diese Strahlen gehören demnach einer einzigen Elementarwelle an und dürfen nicht mehrfach Beiträge zum Gesamtwellenfeld liefern. Die beschriebenen Triplikationen sind also durch den Vergleich der Laufzeiten zu detektieren. Man könnte entweder die gemittelten Attribute verwenden, oder nur den energiestärksten Einsatz auswählen und diesen berücksichtigen. Da sich in der Praxis zeigte, daß bei flachem Einfall bereits geringe Modellecken in Zusammenhang mit leichten Geschwindigkeitsgradienten genügen, um Einsätze mit nahezu identischen Laufzeiten aber sehr unterschiedlichen Spreading-Faktoren hervorzurufen, hat sich die zweite Möglichkeit als die robustere Variante erwiesen. Durch Vergleichen der entscheidenden  $Q_2^{\parallel}$ -Terme wird deshalb der relevante Einsatz selektiert und die anderen Einsätze unterdrückt. Schleifen bei Mehrfachdiffraktionen werden zwar durch die Beschränkung des Vergleichs auf reguläre Strahlen nicht erfaßt, dort treten diese aber auch weit seltener auf und führen, falls doch vorhanden, zu keinen



nennenswerten Amplitudenanomalien. Ein weiterer Grund, daß sich die gewählte Korrektur von ausschließlich regulären Einsätzen bei dieser Art der Modellierung bewährt hat, besteht in der Nicht-Berücksichtigung sekundär diffraktierter Einsätze für die hinablaufenden Wellen von der Quelle zum Analysepunkt (siehe Abschnitt 4.1.3). Gerade das Oszillieren regulärer Strahlen würde nämlich mehrere Elementarwellen am Schußpunkt vortäuschen, so daß es bei der Überlagerung zur Verdopplung oder gar Verdreifachung der Amplituden kommt. Dies wird mit der beschriebenen Korrektur vermieden. Sicher lassen sich dennoch Fälle finden, in denen dieses an sich sehr einfache aber wirksame Verfahren versagt, bei der angestrebten Analyse umfangreicher Datensätze fallen diese Einzelfälle jedoch meist nicht ins Gewicht.

#### 4.1.1.3 Verbindung zum Gesamtstrahl

Der Gesamtstrahl Quelle(S)-Analysepunkt(M)-Aufnehmer(G) besteht aus zwei Abschnitten. Der zweite Teil vom Tiefenpunkt  $M$  zum Aufnehmer  $G$  würde mit der durchgeführten Interpolation für alle Gitterpunkte im Akquisitionsgitter soeben bestimmt. Da die Schußposition  $S$  gewöhnlich auch auf einem der Gitterpunkte liegt, sind die Wellenfeldattribute für den Abschnitt  $S-M$  ebenfalls bereits vorhanden, jedoch in abgewandelter Form: Die zugehörigen Attribute sind für die Wellenausbreitung in umgekehrter Richtung, d.h. von  $M$  nach  $S$ , berechnet worden. Können daraus die entsprechenden Strahlattribute für die Richtung von  $S$  nach  $M$  berechnet und mit denen des zweiten Abschnitts in geeigneter Weise verbunden werden, so kann ein Gesamtstrahl vom Schußpunkt zum Zielobjekt bei  $M$  und zum Aufnehmer  $G$  konstruiert werden.

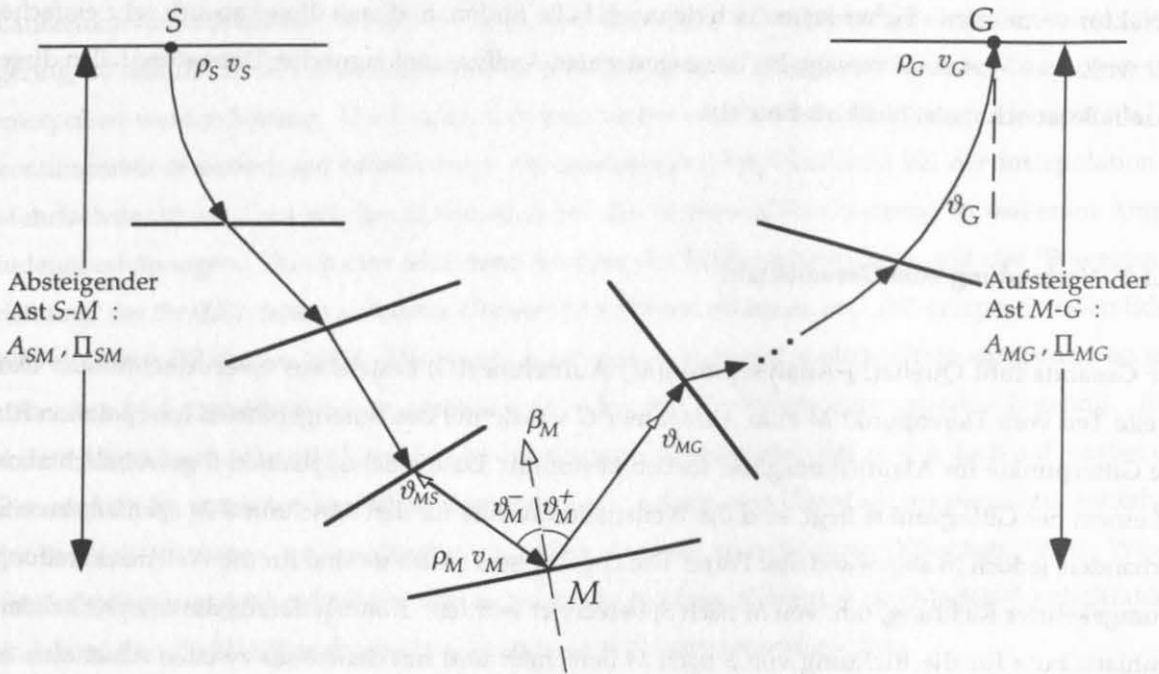
**Reflexionsstrahl.** Sowohl Umkehrung wie auch die Verkettung der Strahlattribute liegen mit den in Abschnitt 3.1.3 aufgeführten Umkehr- und Kettenregeln bereits vor. Diese Beziehungen sind nur gültig, wenn  $M$  selbst auf dem Gesamtstrahl von  $S$  nach  $G$  liegt. Dies ist der Fall, wenn der Strahlabschnitt  $S-M$  so reflektiert wird, daß er in den Strahlabschnitt  $M-G$  übergeht. Folglich wird durch die Vorgabe von  $S$  und  $G$  die Reflektorneigung bei  $M$ , welche durch die zugehörige Normalenrichtung  $\beta_M$  charakterisiert wird, festgelegt. Für monotypische Reflexionen mit  $v_M^+ = v_M^- \Rightarrow \sin \vartheta_M^+ = \sin \vartheta_M^-$  folgt gemäß dem Snellius'schen Reflexionsgesetz als Reflektorneigung  $\beta_M$  die Winkelhalbierende

$$\beta_M = \frac{\vartheta_{MS} + \vartheta_{MG}}{2}, \quad (4.1)$$

wobei für die beiden Abgangswinkel der Strahlabschnitte  $\vartheta_{MS}$  und  $\vartheta_{MG}$  gilt (Abb. 4.2)

$$\begin{aligned} \vartheta_{MS} &= \beta_M + \vartheta_M^- \\ \vartheta_{MG} &= \beta_M - \vartheta_M^+ \end{aligned} \quad (4.2)$$

Die Beziehungen für konvertierte Wellen können durch Einsetzen der entsprechenden seismischen Geschwindigkeiten ebenfalls berechnet werden. Da jedoch aus Gründen der Effizienz beide Strahlabschnitte gleichzeitig durch Diffraktionsschießen bestimmt werden sollen, können nur symmetrische Strahlen bezüglich der Wellenart berücksichtigt werden. Am Analysepunkt  $M$  konvertierte Wellen werden daher aus der weiteren Betrachtung ausgeschlossen.



**Abbildung 4.2:** Verbindung zum Gesamtstrahl  $S$ - $M$ - $G$  aus zwei Einzelstrahlabschnitten, für welche die Amplitudenfaktoren und Propagatormatrizen bekannt sind. Für monotypische Reflexionen an einer geraden Grenzfläche werden weiterhin nur die lokalen Modellparameter bei  $S$ ,  $M$  und  $G$  benötigt.

Dagegen können bei Vorgabe der Neigung  $\beta_M$  nur Einzelabschnitte miteinander verbunden werden, für die das Snellius'sche Reflexionsgesetz erfüllt ist. In diesem Fall sind die Einzelaufzeiten schlicht zu addieren. Werden die Amplitudenfaktoren der Teilstrahlen  $A_{SM}, A_{MG}$  miteinander multipliziert, so muß beachtet werden, daß im Vergleich zum Amplitudenfaktor des Gesamtstrahls  $A_{SG}$  nach (3.24) der Reflexionskoeffizient bei  $M$  darin noch nicht enthalten ist. Desgleichen erfordert die Verknüpfung der Einzeltermine der Propagatormatrizen die Einbindung der entsprechenden Grenzflächenmatrix  $\underline{F}(\vec{x}_M)$ . Da Einfallswinkel und Ausfallswinkel übereinstimmen ( $\vartheta_M^+ = \vartheta_M^-$ ) wird  $\underline{F}(\vec{x}_M)$  für die betrachteten PP- oder SS-Reflexionen unter Vernachlässigung von lokalen Inhomogenitäten bei  $\vec{x}_M$ , zur trivialen Einheitsmatrix (siehe Anhang A.3). Kinematik und Dynamik von Reflexionen können somit, bis auf den fehlenden Reflexionskoeffizienten, aus zwei Einzelabschnitten zusammengesetzt werden.

**Diffractionsstrahl.** Anders verhält es sich jedoch bei einem Diffraktor an der Stelle  $M$ , der die einfallende Energie in alle Richtungen streut. Die Addition der Teillaufzeiten ist nach (3.28) für alle möglichen Strahlpaare erlaubt und liefert die korrekte Diffractionslaufzeitkurve  $\tau_D$ . Die Amplitudenfaktoren sind ebenfalls unabhängig von der Auswahl der Teilabschnitte und können gemäß (3.22) multipliziert werden, wobei hier analogerweise der Diffractionskoeffizient  $c_D$  fehlt. Bei Annahme eines idealisierten Diffraktors, der die Energie in alle Richtungen gleichermaßen streut, kann dies weiteren auch die Verknüpfung der Spreading-Faktoren übernommen werden, da  $\underline{F}(\bar{x}_M)$  wieder zur Einheitsmatrix wird. Unter diesen Voraussetzungen kann aus den kinematischen und dynamischen Attributen zweier Strahläste  $M-S$  und  $M-G$ , sowie den lokalen Untergrundeigenschaften  $v_M, \rho_M, v_S, \rho_S$  die entsprechende seismische Antwort der perfekt gestreuten Gesamtstrahlen berechnet werden. Das Ergebnis für diese modellierte Amplitude  $a^{mod}$  lautet

$$a^{mod}(\bar{x}_S, \bar{x}_M, \bar{x}_G) = \left| L(\underline{\Pi}_{MS}, \underline{\Pi}_{MG}) \right|^{-1} \cdot \frac{v_S \rho_S}{v_M \rho_M} \cdot A_{MS} \cdot A_{MG} \quad (4.3)$$

mit

$$\left| L(\underline{\Pi}_{MS}, \underline{\Pi}_{MG}) \right| = \frac{1}{v_S} \cdot \left( \left( Q_{1,MG}^{\parallel} Q_{2,MS}^{\parallel} + Q_{2,MG}^{\parallel} Q_{1,MS}^{\parallel} \right) \cdot \left( Q_{2,MS}^{\perp} + Q_{2,MG}^{\perp} \right) \right)^{1/2}. \quad (4.4)$$

Der Vergleich dieses Ergebnisses mit der modifizierten Edge-Wave-Amplitude nach (3.50) zeigt, daß sich die Amplituden im Falle einer Diffractionskante bei  $\bar{x}_M$ , d.h.  $M=D$ , nur um den Diffractionskoeffizienten  $c_D$  voneinander unterscheiden:

$$a^{mod}(\bar{x}_S, \bar{x}_M, \bar{x}_G) = \frac{1}{c_D(\bar{x}_S, \bar{x}_M, \bar{x}_G; \bar{x}_B)} \cdot a_D(\bar{x}_S, \bar{x}_M, \bar{x}_G; \bar{x}_B). \quad (4.5)$$

Gemäß den Vorstellungen der Edge-Wave-Theorie besteht  $c_D$  aus der Diffractionsantwort  $d_{EW}$  und dem Reflexionskoeffizienten des Schattenstrahls  $c_R(\bar{x}_S, \bar{x}_B; \bar{x}_D)$ . Während die Diffractionsantwortfunktion  $d_{EW}$  das relative Amplitudenverhalten bezüglich des Schattenstrahls beschreibt und, wie im folgenden beschrieben, unter bestimmten Voraussetzungen modelliert werden kann, ist der Reflexionskoeffizient im allgemeinen unbekannt und Gegenstand der reflexionsseismischen Problemstellung.

Die resultierende seismische Antwort eines solchen perfekten Diffraktors enthält die kinematischen und dynamischen Einflüsse auf das Wellenfeld bei seiner Ausbreitung von  $S$  über  $M$  zum Aufnehmerniveau bei  $G$ . Sie unterscheidet sich vom ursprünglich interpolierten Wellenfeld nur durch eine konstante zeitliche Verschiebung aufgrund der Laufzeit  $S-M$  und einen zusätzlichen Amplituden- und Spreading-Faktor für dem Weg von  $S$  nach  $M$ . Einzig das charakteristische Amplitudenverhalten

einer realistischen Diffraktion am Tiefenpunkt  $M$  ist darin noch nicht enthalten. Während die Laufzeiten bereits korrekt wiedergegeben sind, muß die charakteristische Dynamik aufgrund der Streuung der Energie noch angebracht werden.

#### 4.1.2 Diffraktionsantwort am Analysepunkt

Die bisherige Modellierung lieferte die seismische Antwort eines idealisierten Diffraktors, einschließlich kinematischer und dynamischer Veränderungen des Wellenfeldes im Oberbau. Werden aber realistische Diffraktionen betrachtet, so wird klar, daß sowohl der Amplitudenabfall als auch der charakteristische Phasenwechsel noch fehlen: Beide beinhaltet die Diffraktionsantwortfunktion  $d_{EW}$ . Ist die Neigung der Diffraktionskante  $\beta_M$  bei  $M$  bekannt, so kann mit dem Einfallswinkel  $\vartheta_{SM}$ , bzw. dem Startwinkel  $\vartheta_{MS} = \vartheta_{SM} - 180^\circ$ , des Strahlabschnittes  $S-M$  auch der Ausfallswinkel  $\vartheta_{MB}$  des Schattenstrahls berechnet werden (Abb.4.3). Für monotypische Reflexionen gilt entsprechend der Umkehrrelation zu Gleichung (4.1)

$$\vartheta_{MB} = 2\beta_M - \vartheta_{MS}. \quad (4.6)$$

Zwar läßt sich anhand von  $\vartheta_{MB}$  die Lage des charakteristischen  $180^\circ$ -Phasenwechsels bestimmen, eine Entscheidung, welcher Bereich die beleuchtete Zone und welcher die Schattenzone darstellt, ist aber nicht möglich. Hierzu müßte die Lage des Reflektors relativ zum Diffraktionspunkt bekannt sein. Da  $d_{EW}$  jedoch nach (3.32) in beiden Bereichen durch die gleiche Funktion beschrieben wird, kann die Diffraktionsantwort, bis auf das Vorzeichen, dennoch modelliert werden.

Die für die Berechnung von  $d_{EW}$  benötigten Referenzlaufzeiten  $\tau_p$  lassen sich über die paraxialen Parameter  $Q_{2,SB}^{\parallel}$  und  $P_{2,SB}^{\parallel}$  des Schattenstrahls ermitteln. Ihre Bestimmung aus den Propagator-matrizen der Teilstrahlen ist bereits mit den Formeln (3.18) und (3.19) gegeben.  $\tau_p$  wird analog zu (3.33) über die paraxiale Laufzeitapproximation für alle Aufnehmerpositionen bestimmt. Mit der explizit vorliegenden Kinematik der Diffraktion  $\tau_D$  kann somit, bis auf den Reflexionskoeffizienten aufgrund des unbekanntes Impedanzkontrastes bei  $M$ , das Phasen- und Amplitudenverhalten einer Diffraktionskante nach (3.50) modelliert werden. Der Vorzeichenwechsel bei  $d_{EW}$  erfordert dabei eine einheitliche Konvention über beleuchtete und Schattenzone durch den Vergleich des jeweiligen Startwinkel  $\vartheta_{MC}$  mit dem Abgangswinkel des Schattenstrahls  $\vartheta_{MB}$  (Abb. 4.3).

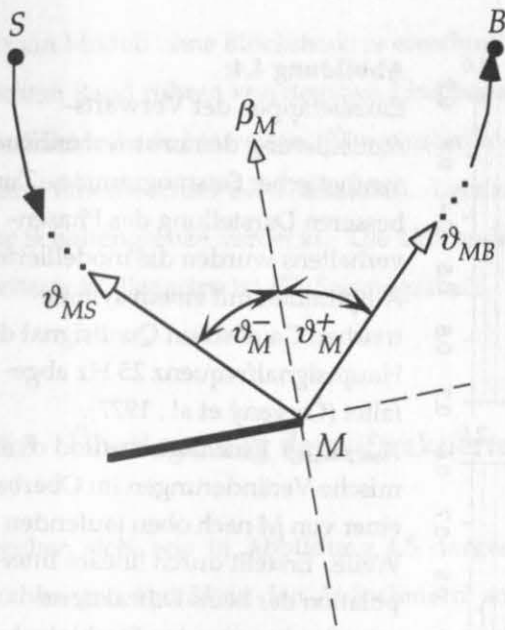


Abbildung 4.3:

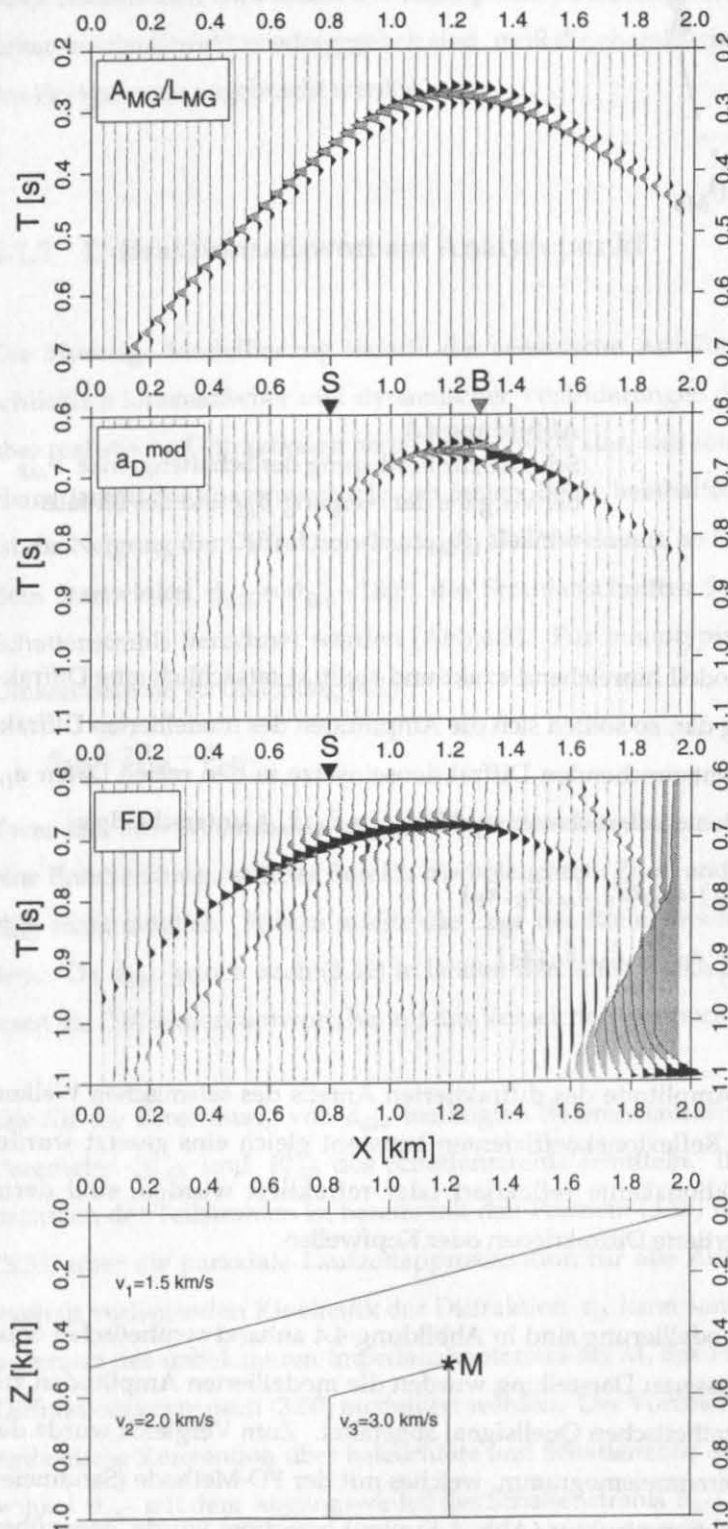
Schema zur Festlegung der Schattengrenze  $\vartheta_{MB}$  bei Vorgabe der Neigung  $\beta_M$  und des Einfallswinkels  $\vartheta_{SM}$ .

Sind die Annahmen über das Makromodell hinreichend exakt und stellt  $M$  tatsächlich eine Diffraktionskante mit entsprechender Neigung dar, so sollten sich die Amplituden des modellierten Diffraktionswellenfeldes  $a_D^{mod}$  von denen der entsprechenden Diffraktionseinsätze in den realen Daten  $a_D$  nur um den Wert des Reflexionskoeffizienten des Schattenstrahls  $c_R(\bar{x}_S, \bar{x}_B; \bar{x}_M)$  unterscheiden:

$$\begin{aligned} a_D^{mod}(\bar{x}_S, \bar{x}_M, \bar{x}_G; \bar{x}_B) &= a^{mod}(\bar{x}_S, \bar{x}_M, \bar{x}_G) \cdot d_{EW}(\bar{x}_S, \bar{x}_M, \bar{x}_G; \bar{x}_B) \\ &= \frac{1}{c_R(\bar{x}_S, \bar{x}_B; \bar{x}_M)} \cdot a_D(\bar{x}_S, \bar{x}_M, \bar{x}_G; \bar{x}_B) \end{aligned} \quad (4.7)$$

$a_D^{mod}$  kann angesehen werden als die Amplitude des diffraktierten Anteils des seismischen Wellenfeldes einer Diffraktionskante, deren Reflexionskoeffizienten konstant gleich eins gesetzt wurde. Wellenfeldanteile, die an der Diffraktionskante reflektiert oder refraktiert wurden, sind darin ebensowenig berücksichtigt, wie konvertierte Diffraktionen oder Kopfwellen.

Die einzelnen Etappen der Vorwärtsmodellierung sind in Abbildung 4.4 anhand synthetischer Seismogramme zusammengestellt. Zur besseren Darstellung wurden die modellierten Amplituden zur entsprechenden Laufzeit mit einem synthetischen Quellsignal abgefaltet. Zum Vergleich wurde das Ergebnis der Modellierung einem Referenzseismogramm, welches mit der FD-Methode (Sandmeier, 1990) über einer vergleichbaren Diffraktionsstruktur (Abb. 4.4 unten) berechnet wurde, gegenübergestellt. Dieses beinhaltet jedoch das komplette Wellenfeld des geneigten Blocks bestehend aus Reflexionen, Diffraktionen, Refraktionen. Die direkten Wellen und die Reflexionen der darüberliegenden Grenzschicht wurden durch Subtraktion eines weiteren FD-Seismogramms, welches

**Abbildung 4.4:**

Einzeletappen der Vorwärtsmodellierung demonstriert anhand synthetischer Seismogramme. Zur besseren Darstellung des Phasenverhaltens wurden die modellierten Amplituden mit einem symmetrischen Gauß'schen Quellsignal der Hauptfrequenz 25 Hz abgefiltert (Červený et al., 1977).

$A_{MG/LMG}$ : Kinematische und dynamische Veränderungen im Oberbau einer von  $M$  nach oben laufende Welle. Erstellt durch lineare Interpolation der beim Diffraktions-schießen berechneten Strahlattribute  $a_D^{mod}$ : Modelliertes Diffraktionsantwortwellenfeld nach Berücksichtigung der Edge-Wave-Diffraktionsantwortfunktion. Beachte den durch die Schattengrenze festgelegten Phasenwechsel bei 1.3 km.

$FD$ : Referenzseismogramm zum Vergleich, welches mit einem akustischen FD-Modellierungsprogramm über einer vergleichbaren Diffraktionskante berechnet wurde (unten). Die Diffraktionslaufzeiten stimmen mit denen bei  $a_D^{mod}$  überein, die Dynamik der Diffraktion weist einen ähnlichen Amplitudenabfall und Phasenwechsel auf. Neben einigen FD-spezifischen Randeffecten sind vor allem Unterschiede aufgrund der Interferenz mit der Reflexion und zusätzlichen Wellentypen (Seiten- und Bodenreflexionen) zu erkennen.

**Unten:** zur FD-Modellierung verwendetes Untergrundmodell (vergleiche Abb. 4.1)

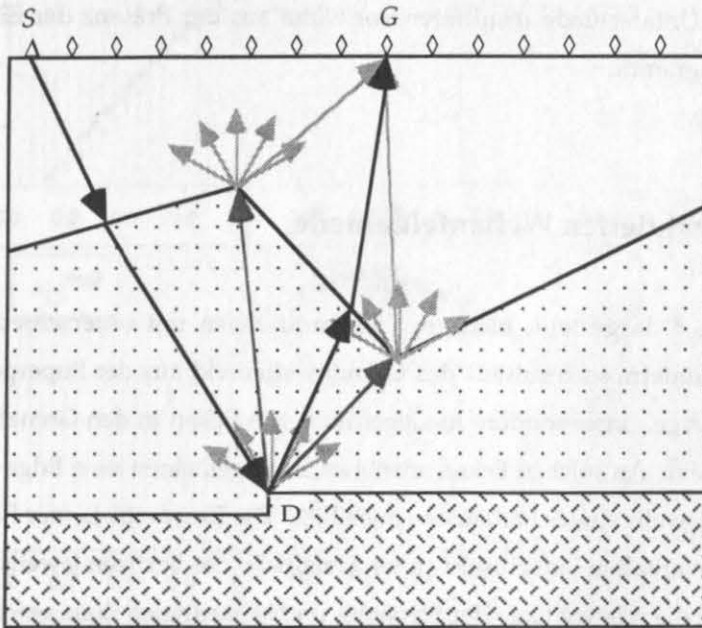
für ein Modell ohne Blockstruktur errechnet wurde, weitgehend eliminiert. Die starken Artefakte am rechten Rand rühren von dem auf 2 km begrenzten Modellbereich her, und sollen auf Schwierigkeiten der FD-Methode hinweisen. Übereinstimmung besteht in der Kinematik, dem Amplitudenabfall und dem Phasenwechsel der Diffraktion. Letzterer ist jedoch durch die Interferenz mit der Reflexion an der Schattengrenze verdeckt. Die Unterschiede resultieren vor allem aus der Präsenz der Einsätze weiterer Wellenarten im FD-Seismogramm.

### 4.1.3 Überlagerung der diffraktierten Wellenfeldanteile

Ergeben sich, wie in Abbildung 4.5 dargestellt, mehrere Elementarwellen mit unterschiedlichen Strahlwegen von  $M$  zu den Aufnehmern, so resultiert das Gesamtwellenfeld aus der Superposition und Interferenz der einzelnen Beiträge. Insbesondere in Gegenwart von Ecken in den Grenzflächen des Makromodells tritt dieser Fall ein. An solchen Ecken entstehen im allgemeinen zwei Edge-Wave-Paare, da sich beiderseits der Ecke jeweils eine Schattenzone ausbildet. Die Kinematik beider Paare ist nahezu identisch, das Amplitudenverhalten jedoch sehr unterschiedlich: Sie besitzen jeweils unterschiedliche Schattengrenzen, wobei die relative Lage der Schatten- und beleuchteten Zone gewöhnlich vertauscht ist. Dementsprechend ergeben sich Bereiche mit konstruktiver Interferenz, wo gleiche Zonen zusammenfallen, und destruktive Interferenzen bei Vorliegen unterschiedlicher Zonen. Da die resultierenden Edge-Waves beim Ray-Tracing in Ausbreitungsrichtung von unten nach oben erfaßt werden, kann das Superpositionsprinzip auch für diese sekundären Diffraktionen in gewohnter Weise angewendet werden. Sofern die paraxiale Laufzeitapproximation noch hinreichend zutreffende Werte für die Referenzlaufzeiten liefert, sind also auch die Amplituden weitgehend korrekt. Approximationen über Ecken und Unregelmäßigkeiten hinweg können jedoch zu Oszillationen bei der Edge-Wave-Diffraktionsantwort führen. Eine gewisse zusätzliche Einschränkung besteht darin, daß die sekundär diffraktierten Strahlen nicht als Schattenstrahl ausgewählt werden dürfen. Trotz einheitlichem Abgangswinkel bei  $M$  entsprechen ihnen nämlich eine Vielzahl verschiedener kinematischer und dynamischer Attribute am Aufnehmerniveau, so daß eine einheitlich definierte Schattengrenze als Ausgangspunkt für die laterale Energiediffusion der Edge-Waves nicht existiert. Dieser Fall tritt aber sehr selten auf, da die Abgangswinkel sekundär diffraktierter Strahlen nur einen minimalen Winkelbereich einnehmen, an den die transmittierten Strahlen direkt anschließen.

Dreht man die Situation in Abbildung 4.5 durch Vertauschen von  $S$  und  $G$  um, so daß mehrere Strahlwege Quelle und Analysepunkt verbinden, so ist zu jedem dieser Strahlen mit seinem jeweiligen Einfallswinkel der zugehörige Schattenstrahl und damit eine eigene Diffraktionsantwort zu ermitteln. Es ergeben sich natürlich auch verschiedene Reflexionskoeffizienten, die theoretisch einen separaten

Vergleich zwischen modelliertem Diffraktionswellenfeld und Felddaten erfordern würden. Da die Winkelabhängigkeit des Reflexionskoeffizienten, ebenso wie sein Betrag, a-priori unbekannt sind, ist selbst theoretisch eine korrekte Modellierung des resultierenden Interferenzeffektes nicht möglich.



**Abbildung 4.5:** Komplexes Untergrundmodell und schematischer Strahlverlauf einer bei  $D$  diffraktierten Welle. Aufgrund der Ecken im Oberbau ergeben sich sekundäre Diffraktionen. Die Einzelbeiträge entlang der verschiedenen Strahlwege von der Quelle  $S$  zum Aufnehmer  $G$  sind durch Überlagerung zum Gesamtwellenfeld zusammenzufügen.

In der Reflexionsseismik ist die Variation des Einfallswinkels regulärer, d.h. nicht diffraktierter, Strahlen auf eine Diffraktionsstruktur durch die begrenzte Apertur einer Schußauslage relativ limitiert, so daß auch die Winkelabhängigkeit des Reflexionskoeffizienten vernachlässigt werden kann. In der Praxis scheint daher eine arithmetische Mittelung durch Überlagerung gerechtfertigt, zumal dabei die relativen Amplitudenverhältnisse aufgrund der Wellenausbreitung im Oberbau in korrekter Weise berücksichtigt werden.

Problematischer ist es, falls es sich um nach unten diffraktierte Wellenfeldanteile handelt. Die notwendige Umkehrung der dynamischen Attribute ist in diesem Fall nur in unmittelbarer Nähe zum Schattenstrahl näherungsweise möglich, da sonst das Reziprozitätsprinzip für die Berechnung der Edge-Wave-Diffraktionsantwort über die paraxiale Laufzeitapproximation versagt. Die Berücksichtigung von der Quelle aus nach unten diffraktierter Strahlen sollte daher nur in speziell geprüften Einzelfällen erfolgen.



Zum Abschluß dieser Bemerkungen über Mehrfacheinsätze und -diffraktionen soll auf das einfache synthetische Beispiel in Abschnitt 5.1 verwiesen, das dem Schema in Abb. 4.5 nachempfunden wurde. Beim Diffraktionsschießen aus dem Analysebereich nach oben werden Diffraktionsstrukturen automatisch erfaßt und mit sekundären Edge-Waves ergänzt. Das modellierte Diffraktionswellenfeld weist daher, außer dem Phasenwechsel der Primärdiffraktion am Analysepunkt  $M$ , keine Wellenfelddiskontinuitäten auf. Die Einteilung in primäre Schatten- und beleuchtete Zone erfolgt anhand des Abgangswinkels bei  $M$ . Der Gültigkeitsbereich der paraxialen Laufzeitapproximation ist offensichtlich durch die beiden Ecken im Oberbau stark eingeschränkt, da Laufzeitvorhersagen ausgehend von einem einzelnen Strahl einen glatten Modellaufbau voraussetzen. Aufgrund des raschen Amplitudenabfalls sind derartige Ungenauigkeiten in der Dynamik jedoch kaum zu bemerken. Insbesondere sekundäre Diffraktionen werden auch bei der Migration noch weitere Probleme hervorrufen, dort beruhen sie aber auf den Besonderheiten der Kinematik.

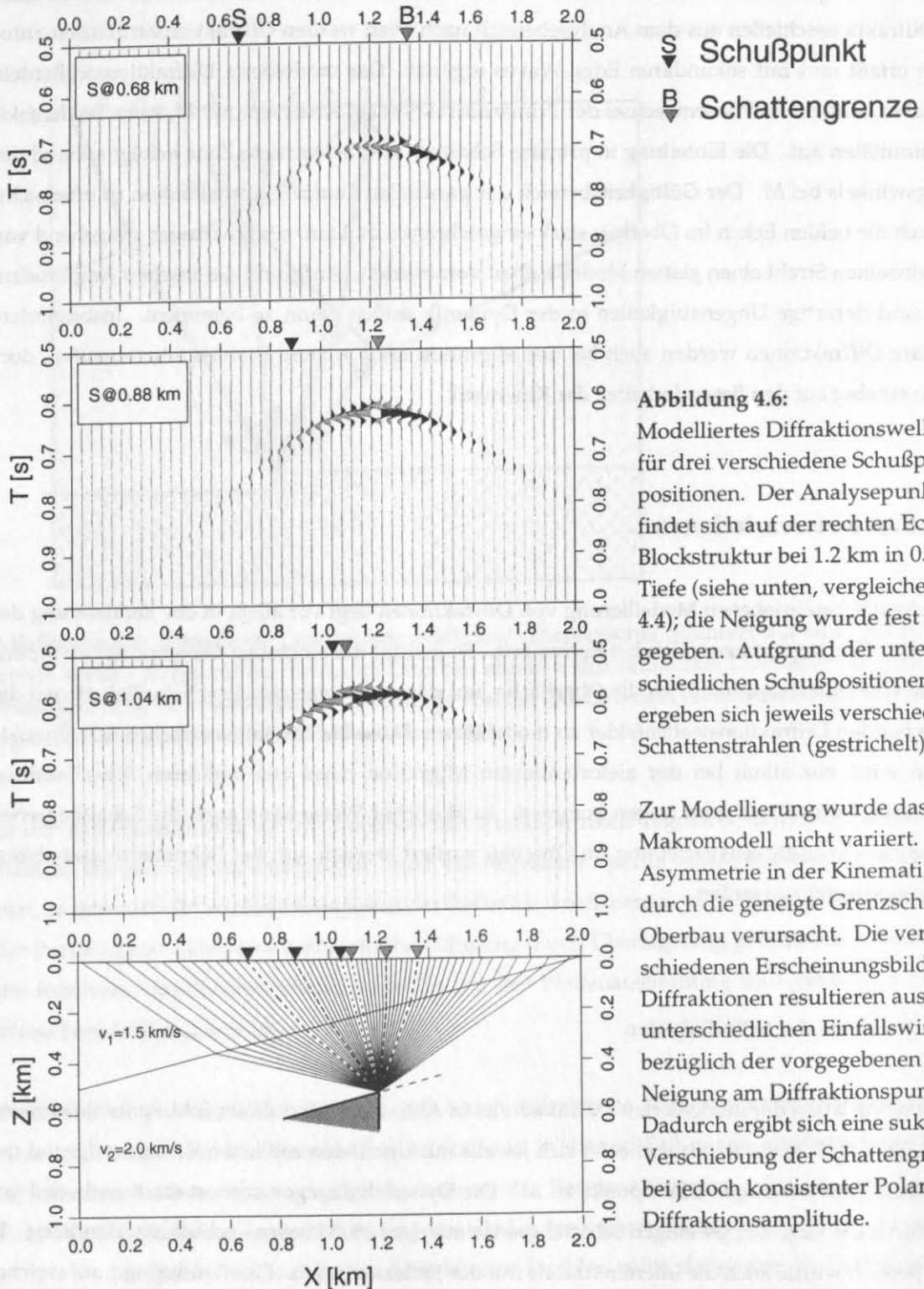
#### 4.1.4 Parametervariationen

Die Stärke der beschriebenen Modellierung von Diffraktionen liegt vor allem in der Reduzierung der für das Ray-Tracing aufzuwendenden Rechenzeit. So genügt die einmalige Berechnung der Strahlattribute vom Analysepunkt  $M$  an die Oberfläche, um daraus für verschiedene Schußlokationen die entsprechenden Diffraktionswellenfelder zu modellieren. Diese Flexibilität hinsichtlich Schußpunktlokation wird vor allem bei der zielorientierten Migration eines aus mehreren Schußfamilien bestehenden Datensatzes zum tragen kommen. In ähnlicher Weise kann auch die Schattengrenze oder die Geschwindigkeitsverteilung im Oberbau variiert werden, um bei Fokussierungsanalysen effizient eingesetzt zu werden.

##### 4.1.4.1 Variation der Schußlokation

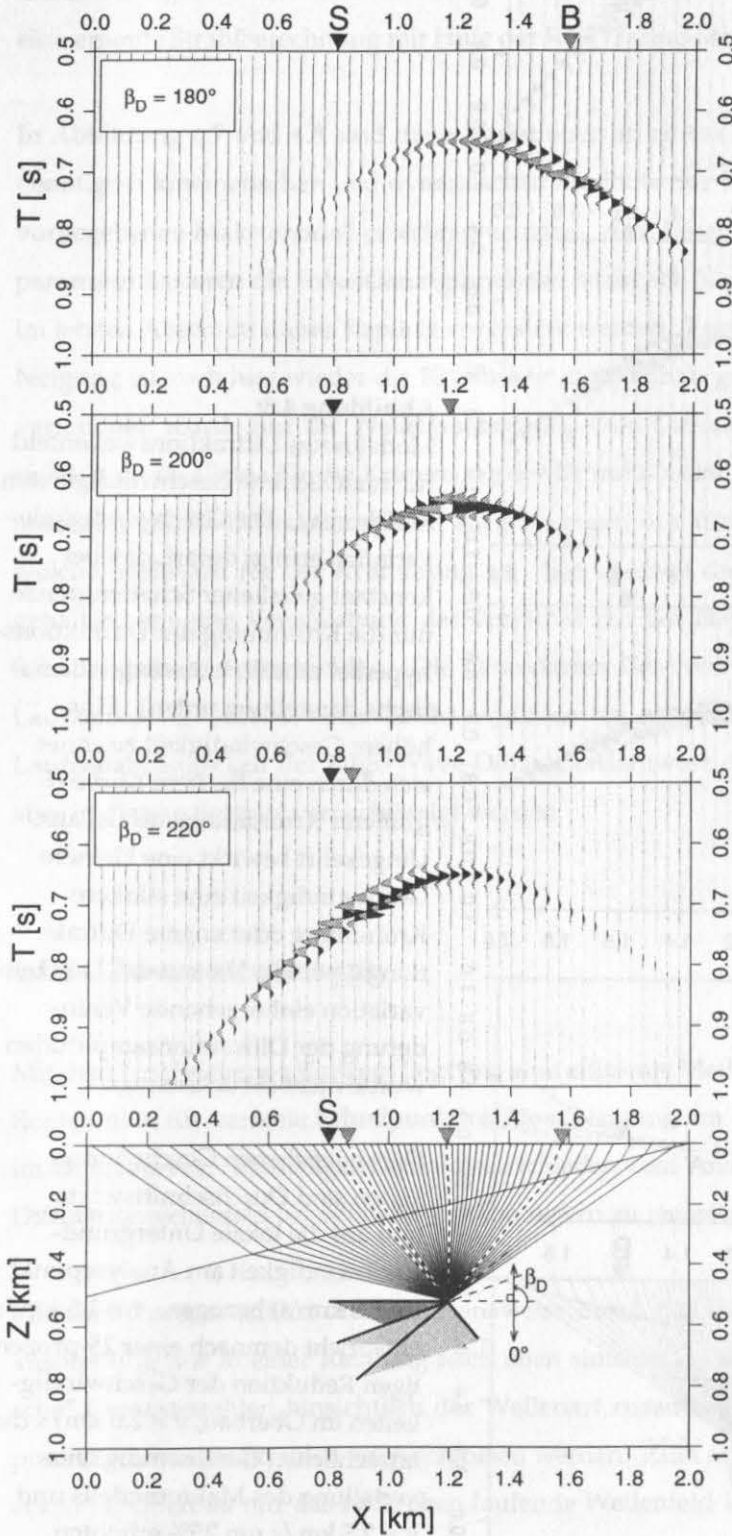
Die starke Variation der modellierten Diffraktion ist in Abb. 4.6 anhand dreier Schußpunktlokationen dargestellt. Die Kinematik unterscheidet sich jeweils nur durch den zeitlichen Versatz aufgrund der Teillaufzeit vom jeweiligen Schußpunkt zu  $M$ . Die Dynamik dagegen variiert stark und wird vor allem durch die Lage der jeweiligen Schattengrenze mit dem  $180^\circ$ -Phasenwechsel charakterisiert. In diesen Bereich würde auch die Interferenzzone mit der Reflexion fallen. Eine Vorhersage, auf welcher Seite der Schattengrenze dies eintritt, ist jedoch ohne Zusatzinformationen nicht möglich. Meist wer-

den sich zudem an beiden Seiten Interferenzphänomene zeigen, da Untersuchungsobjekte, wie z.B. Reflektorversätze an Verwerfungen, im allgemeinen beidseitig an Reflektoren anschließen.

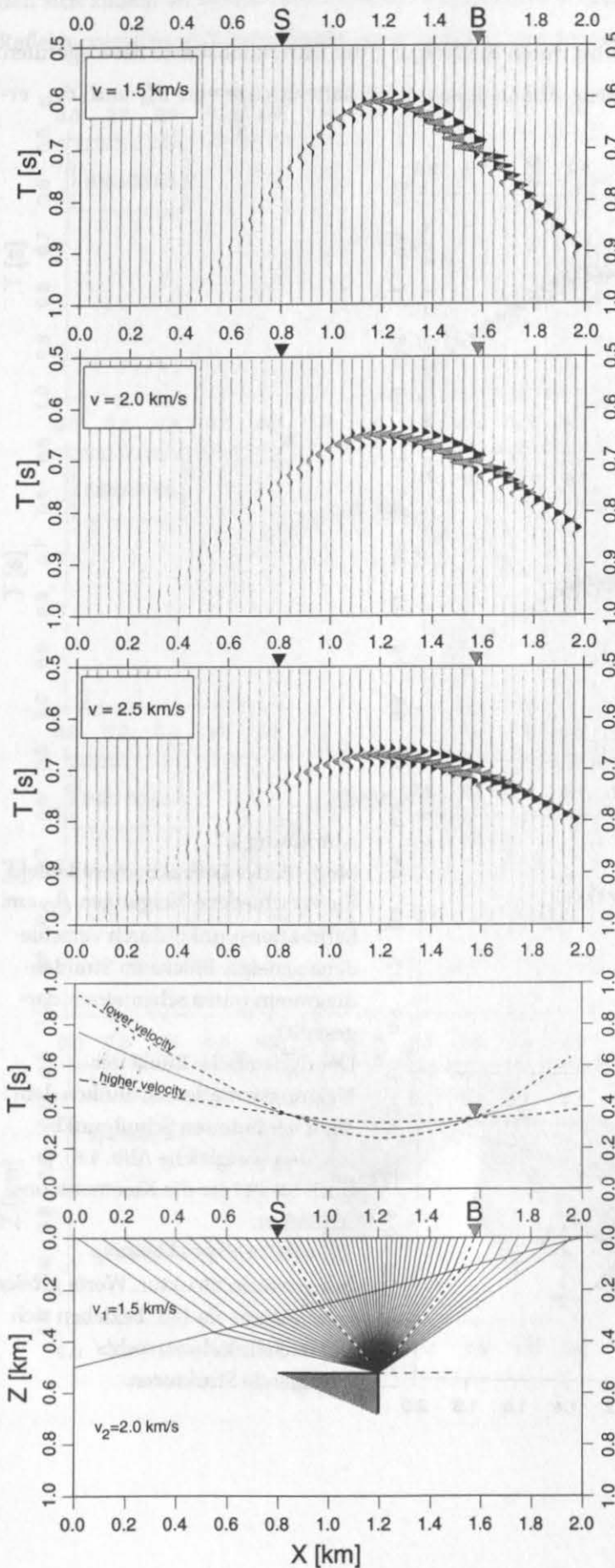


4.1.4.2 Variation von Neigung und Geschwindigkeit

Eine ähnliche Variation der Dynamik wird durch die Neigung der Diffraktionskante hervorgerufen. Hierin ist die in Gleichung (4.3) enthaltene Abhängigkeit der Schattengrenze von  $\vartheta_M^+$  und  $\vartheta_{MS}$  er-



**Abbildung 4.7:** Modelliertes Diffraktionswellenfeld für verschiedene Neigungen  $\beta_D$  am Diffraktionspunkt (durch verschiedene geneigte Blöcke im Strahlendiagramm unten schematisch dargestellt). Der dynamische Effekt der Neigungsvariation ist ähnlich dem einer veränderten Schußpunktlokation (vergleiche Abb. 4.6), jedoch bleibt hier die Kinematik unverändert.  $\beta_D = 180^\circ$  entspricht einer horizontalen Struktur, Werte größer bzw. kleiner als  $180^\circ$  beziehen sich auf nach links bzw. rechts einfallende Strukturen.



**Abbildung 4.8:**

Modelliertes Diffraktionswellenfeld für verschiedene Geschwindigkeiten im Oberbau. Die Geschwindigkeitsvariation erfolgt derart, daß bei konstanter Schattengrenze nur die Krümmung der Diffraktionshyperbel modifiziert wird (schematische Darstellung unten). Eine höhere Geschwindigkeit zeichnet sich durch eine flachere Kurve (= größerer Krümmungsradius) aus. Umgekehrt bewirkt eine kleinere Geschwindigkeit eine stärkere Krümmung oder engere Diffraktionshyperbel. Die mit der Laufzeitvariation einhergehende Veränderung der Diffraktionsamplituden wurde nicht berücksichtigt.

Die angegebenen Geschwindigkeiten sind Durchschnittswerte und auf die lokale Untergrundgeschwindigkeit am Analysepunkt (= 2.0 km/s) bezogen.  $v = 1.5 \text{ km/s}$  entspricht demnach einer 25-prozentigen Reduktion der Geschwindigkeiten im Oberbau,  $v = 2.0 \text{ km/s}$  der tatsächlichen Geschwindigkeitsverteilung des Makromodells und  $v = 2.5 \text{ km/s}$  um 25% erhöhten Geschwindigkeitswerten.

sichtlich. Die Geschwindigkeitsverteilung im Oberbau beeinflusst dagegen vor allem die Kinematik. Analog der Gleichung (2.1) im homogenen Fall wird dadurch der Öffnungswinkel der Diffraktionslaufzeitkurve verändert. Sofern Brechungseffekte vernachlässigt werden, kann eine Variation der Geschwindigkeiten in erster Näherung durch eine relative Änderung der Laufzeiten erfolgen, ohne eine erneute Strahlberechnung mit Hilfe der Ray-Tracing-Methode durchführen zu müssen.

In Abbildung 4.7 und 4.8 sind diese Variationen an einem einfachen Beispiel dargestellt, wobei die benötigten kinematischen und dynamischen Attribute nur durch einmaliges Diffraktionsschießen im vorgegebenen Makromodell errechnet wurden. Auf diesen simulierten Modifikationen der Modellparameter basieren die Fokussierungsanalysen bezüglich Neigung und Geschwindigkeitsstruktur, die im letzten Abschnitt dieses Kapitels vorgestellt werden. Trotz starker Amplitudenvariationen mit der Neigung ist auch hier wieder die Konsistenz der Polarität gewährleistet. Bei den Geschwindigkeitsvariationen wurde nur die Wellenausbreitung vom Diffraktionspunkt zu den Aufnehmern berücksichtigt, da sie alleine für die Krümmung der Diffraktionslaufzeitkurve verantwortlich ist. Der Strahlabschnitt Quelle-Diffraktionspunkt sorgt dagegen nur für eine konstante zeitliche Verschiebung, welche irrelevant für die Krümmung ist. Die Laufzeit des Schattenstrahls wird hierbei konstant gehalten, um eine Verschiebung des Bereiches mit der Hauptenergie, d.h. des Bereiches nahe der Schattengrenze, zu vermeiden. Die veränderten Geschwindigkeiten resultieren neben den neuen Laufzeitkurven auch in einem leicht modifizierten Amplitudenverhalten. Der Grund dafür ist die Laufzeitabhängigkeit der Edge-Wave-Diffraktionsantwort  $d_{EW}$ . Der Einfachheit halber soll dieser aber in diesem Beispiel vernachlässigt werden.

#### 4.1.5 Zusammenfassung

Mit dem beschriebenen Konzept liegt uns eine effiziente Methode zur Modellierung einzelner Diffraktionspunkte für variable Schußpunktlokation, Neigung am Diffraktionspunkt und Geschwindigkeit im Oberbau vor. Einmaliges Diffraktionsschießen vom Analysepunkt aus genügt, um das jeweilige Diffraktionwellenfeld bei veränderten Parametern zu realisieren.

Einschränkungen erfährt die Vorgehensweise durch das Diffraktionsschießen, welches die Wellenausbreitung nur in einer Richtung nach oben simuliert. Zum einen können daraus nur "symmetrische" Gesamtstrahlen hinsichtlich der Wellenart zusammengesetzt werden, wodurch am Kontaktpunkt konvertierte Strahlen ausgeschlossen werden. Zum anderen kann bei sekundären Diffraktionsecken im Oberbau nur das nach oben laufende Wellenfeld korrekt erfaßt werden. Eine Umkehrung

der dynamischen Größen für den Strahlabschnitt Quelle-Analysepunkt zur Simulierung der nach unten gestreuten Wellen ist im allgemeinen nicht möglich, da die mit Hilfe der Paraxialapproximation bestimmte Diffraktionsantwort nicht das Reziprozitätsprinzip erfüllt.

Weitere Voraussetzungen und Annahmen beziehen sich auf die Umgebung des Analysepunktes  $M$ : Die Einflüsse lokaler Inhomogenitäten des Makromodells auf den Spreading-Faktor, z.B. durch Grenzschichten zweiter Ordnung, werden vernachlässigt. Für den Reflexionskoeffizienten wird angenommen, daß er nur langsam variiert, so daß das Lokalisierungsprinzip (Červený, 1977) auch bei  $M$  erhalten bleibt. Ferner wurden in der Formulierung die Hauptkomponenten der Verschiebung in der Fernfeldapproximation ohne Berücksichtigung der freien Oberfläche verwendet.

Neben diesen speziellen Einschränkungen wird der Gültigkeitsbereich der Modellierungsmethode durch die beiden verwendeten Hochfrequenzverfahren limitiert. Die Gültigkeitsbedingung der asymptotischen Strahlenmethode (Ben-Menahem und Beydoun, 1985; Rabbel, 1987) besagt zusammengefaßt, daß die charakteristische Länge des Untergrundmodells  $l$ , d.h. Schichtdicke, Krümmungsradius der Grenzfläche, Krümmungsradius der Wellenfront oder Abstand von Kaustiken, "weit größer" als die Wellenlänge  $\lambda$  der betrachteten Wellen sein muß:

$$\lambda \ll l. \quad (4.8)$$

Dieser Anwendungsbereich konnte durch die Erweiterung um die Edge-Wave-Methode auch auf Ecken mit einem verschwindenden Krümmungsradius ausgedehnt werden. Die anderen Bedingungen bleiben jedoch bestehen, wobei die Beurteilung, ob diese Bedingungen erfüllt sind, subjektiv bleibt und die Entscheidung darüber letztendlich nur durch den Vergleich mit anderen exakten Methoden erbracht werden kann. Mit den Edge-Wave-Diffraktionen wurde jedoch auch gleichzeitig eine Frequenzabhängigkeit für die Dynamik diffrakterter Strahlen eingeführt, welche die Gültigkeit der berechneten Amplituden im Grunde auf eine Hauptfrequenz einschränkt.

Nach Entwicklung dieser Vorwärtsmodellierungsmethode für diffraktierte Wellenfelder, soll nun das inverse Verfahren zur Detektion und Abbildung derartiger Wellenfelder innerhalb eines gegebenen Datensatzes beschrieben werden: die CFP-Migration. Voraussetzungen, Annahmen, Gültigkeitsgrenzen bleiben dafür weitgehend erhalten.

## 4.2 Migration

Bevor der Kernpunkt dieser Arbeit vorgestellt wird, sollen noch einige Aspekte bezüglich der Migration diffraktierter Wellenfeldanteile betont werden. Unter Migration versteht man die Abbildung von Reflexionen und Diffraktionen, die zunächst im Zeitbereich bezüglich der Beobachtungspunkte vorliegen, an der Position der zugehörigen Reflektoren und Diffraktionspunkten im Zeit- oder Tiefenbereich. Dabei wandern, oder "migrieren", Reflexionen an ihre korrekte Untergrundposition, und Diffraktionen kollabieren in einem Punkt. Letzteres ist insofern richtig, als dieser Punkt im Sinne der Mathematik verstanden wird, also keine Ausdehnung besitzt und folglich nicht sichtbar abgebildet werden kann: Diffraktionen verschwinden bei korrekter Migration. Die Erklärung dieser Feststellung liegt im bereits beschriebenen charakteristischen Phasenwechsel der Diffraktionen. Er bewirkt, daß das entlang der Diffraktionskurve aufsummierte diffraktierte Wellenfeld bei korrekter Migration destruktiv überlagert wird. Um Diffraktionspunkte erkennbar abbilden zu können, muß also insbesondere der Phasenwechsel berücksichtigt werden. Dies ist das wesentliche Charakteristikum der CFP-Migration, welches zu einem völlig anderen migrierten Abbild des Untergrundes führt.

Die CFP-Migration des diffraktierten Wellenfeldes kann eingeteilt werden in Korrektur der Diffraktionseinsätze in den Felddaten, Summation derselben und Abbildung des Stapelergebnisses am Tiefenpunkt  $M$ . Die beiden letzten Schritte sind relativ problemlos zu realisieren, die Korrektur anhand des modellierten Wellenfeldes bedarf jedoch genauerer Erläuterung. Zum einen muß berücksichtigt werden, daß das modellierte Wellenfeld das Resultat der Überlagerung aller diffraktierten Anteile ist und somit Mehrfacheinsätze auftreten können. Insbesondere bei Diffraktionsstrukturen im Oberbau wird dies klar, da erst die Superposition diffraktierter und transmittierter Anteile die Wellenausbreitung im Oberbau korrekt wiedergibt (siehe Abschnitt 4.1.3). Eine entsprechende Korrektur kann somit erst nach Überlagerung aller Anteile erfolgen und sollte die dabei erzielte Überdeckung berücksichtigen. Zum anderen ist die Vorgabe der Neigung der Diffraktionskante notwendig, um die für die Diffraktionsantwortfunktion so wichtige Schattengrenze festzulegen. In einfacher Weise kann diese zum Beispiel durch die vorherrschende Geschwindigkeitsstruktur oder durch die Makromodellsegmentierung für jeden Untergrundpunkt fest vorgegeben werden. Plausible Annahmen, wie z.B. die weitgehende Übereinstimmung mit der vorherrschenden strukturellen Neigung im Untergrund und der Vergleich mit dem migrierten Abbild der Reflektoren könnten dazu ebenfalls sehr hilfreich sein. Eine andere Möglichkeit der Neigungsbestimmung liegt in speziell darauf ausgerichteten Analysen der Dynamik der Diffraktionen, die Gegenstand des Abschnitts 4.3 sein werden. Eine wesentlich bessere Methode zur Neigungsbestimmung bietet jedoch die Kinematik des reflektierten Wellenfeldes, welches tangential an die Diffraktion anschließt: Durch eine doppelte Diffraktionsstapelung

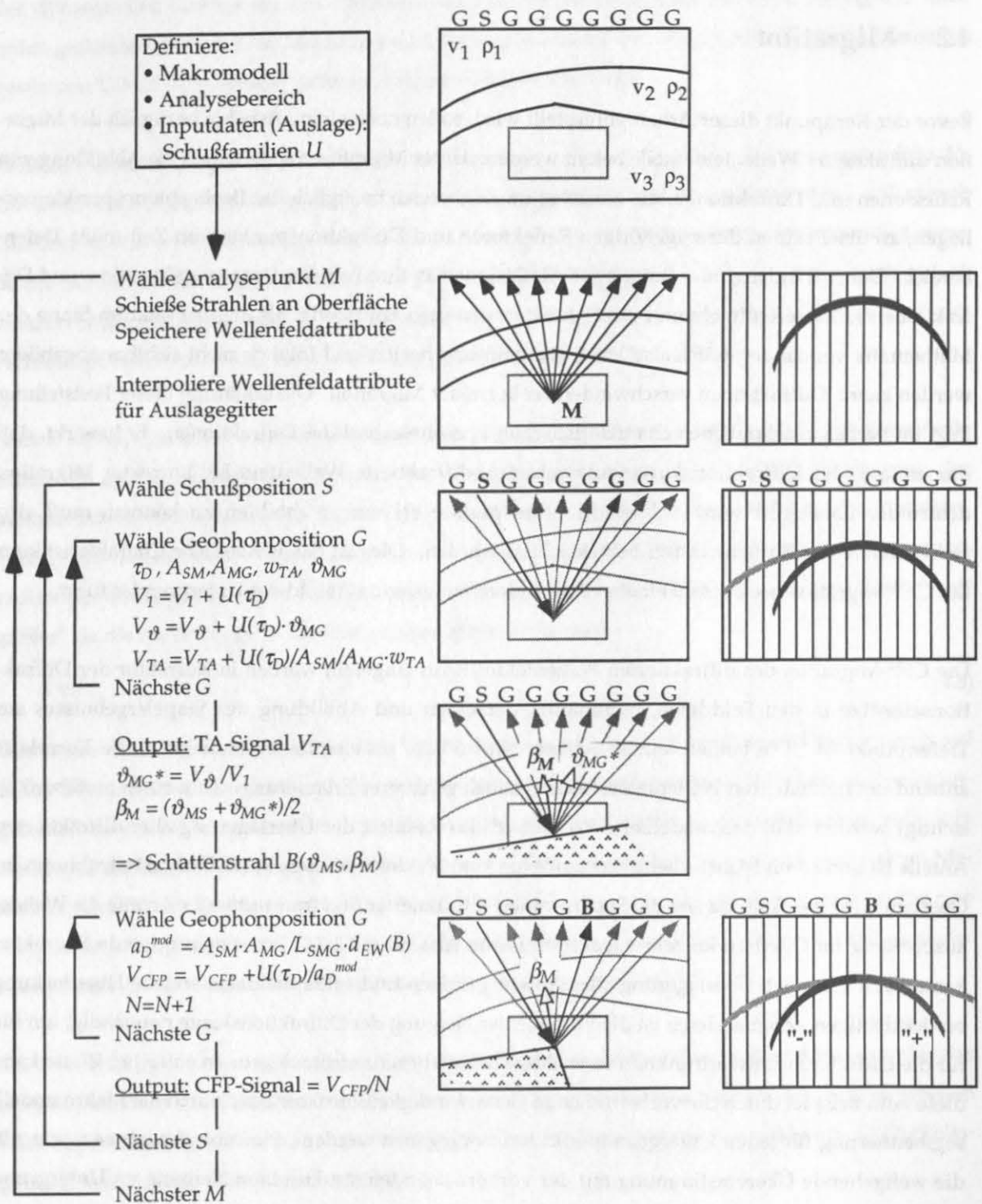


Abbildung 4.9: Illustriertes Flußdiagramm, welches die kombinierte Bearbeitungssequenz der TA- und der CFP-Migration mit den Hauptschleifen zusammenfaßt.



bei Verwendung verschiedener Gewichtsfunktionen kann die benötigte Neigung während der Bearbeitung aus den Felddaten selbst ermittelt werden. Parallel zu diesem Schritt, welcher der CFP-Bearbeitung vorausgehen muß, wird eine weitere spezielle Gewichtsfunktion bei der Diffraktionsstapelung verwendet, um ein amplitudengetreues Abbild der Reflektoren zu erhalten. Ein Überblick dieses Bearbeitungsschemas ist als illustriertes Flußdiagramm in Abbildung 4.9 dargestellt.

### 4.2.1 Diffraktionsstapelung

Unter Diffraktionsstapelung versteht man eine gewichtete Summation der registrierten Signale entlang von Diffraktionslaufzeiten. Im homogenen Fall kann die Diffraktionskurve durch eine Hyperbelgleichung beschrieben werden. Im inhomogenen Fall ist sie als Summe der beiden Teillaufzeiten Quelle-Tiefenpunkt und Tiefenpunkt-Aufnehmer numerisch zu bestimmen. Sie entspricht damit der Diffraktionslaufzeit  $\tau_D$  gemäß Gleichung (3.41) und wird auch als Huygens'sche Kurve, bzw. im dreidimensionalen Fall als Huygens'sche Fläche, bezeichnet. Zusammen mit der anschließenden Abbildung des Stapelergebnisses im Apex der Hyperbel im Zeitbereich oder direkt am zugehörigen Tiefenpunkt bildet sie die Basis für die Kirchhoff-Migration (Schneider, 1978). Die Diffraktionsstapelung war die erste digitale Migrationsmethode, verlor später vor allem durch die Entwicklung der FD-Migrationsmethoden an Bedeutung. In letzter Zeit gewann sie wieder mehr an Beachtung aufgrund der Entwicklung spezieller Gewichtsfaktoren, die es erlauben, die geometrischen Ausbreitungsverluste automatisch bei der Summation zu kompensieren. Auf diese sogenannte True-Amplitude(TA)-Migration (Hubral et al., 1991; Bortfeld und Kiehn, 1992; Schleicher et al., 1993) wird als zweites eingegangen. Sie steht mit der Diffraktionsstapelung in engem Zusammenhang und liefert das zur CFP-Sektion komplementäre Abbild der Reflektoren. Zunächst soll jedoch die Neigungsbestimmung mit Hilfe der doppelten Diffraktionsstapelung beschrieben werden.

#### 4.2.1.1 Neigungsbestimmung mit doppelter Diffraktionsstapelung

Die Grundidee der doppelten Diffraktionsstapelung besteht darin, die Summation im gleichen Datenvolumen entlang identischer Laufzeitkurven mit zwei verschiedenen Gewichtsfunktionen durchzuführen und die Ergebnisse durcheinander zu dividieren. Die Methode geht auf Bleistein (1987) zurück, der damit neben dem Reflexionskoeffizienten auch den zugehörigen Reflexionswinkel bestimmt hat, um damit ein Inversionsverfahren für reflexionsseismische Daten zu formulieren. Andere Anwendungen fand die Technik bei der Assoziierung der migrierten Untergrundstrukturen mit deren

Laufzeit und Zero-Offset-Lokation im unmigrierten Datensatz (Geoltrain und Chovet, 1991). Die Methode wurde verallgemeinert durch die Einführung der Vektordiffraktionsstapelung bei Tygel et al. (1993). Mathematische Basis der doppelten Diffraktionsstapelung ist die Methode der stationären Phase (siehe z.B. Bleistein, 1984).

Betrachten wir das in Abbildung 4.10 schematisch dargestellte CSP-Experiment. Wie im vorangehenden Abschnitt beschrieben, wird die Diffraktionslaufzeit  $\tau_D$  für den Analysepunkt  $M$  durch Diffraktionsschießen und Addition der Einzellaufzeiten modelliert. Je nachdem, wo sich  $M$  befindet, sind verschiedene Fälle zu unterscheiden.

$M=R$ . Befindet sich  $M$  auf dem Reflektor, so enthält die Schar der berechneten Diffraktionsstrahlen auch den tatsächlich reflektierten Strahl. Für diesen Diffraktionsstrahl mit der Aufnehmerposition  $\vec{x}_G^*$  stimmen Diffraktions- und Reflexionslaufzeit überein:

$$\tau_D(\vec{x}_S, \vec{x}_M, \vec{x}_G^*) = \tau_R(\vec{x}_S, \vec{x}_G^*) \quad (4.9)$$

Da alle anderen Strahlen in der Umgebung von  $\vec{x}_G^*$  aufgrund des Huygens'schen Prinzips längere Laufzeiten aufweisen, schmiegt sich die Diffraktionslaufzeitkurve  $\tau_D$  bei dieser Stelle an die Laufzeitkurve der Reflexion  $\tau_R$  an, d.h. auch die Steigungen beider Kurven sind identisch. Diese Lokation wird als stationärer Punkt  $\vec{x}_G^*$  bezeichnet. Bei der Summation entlang der Diffraktionslaufzeitkurve liefert diese Stelle den größten Summationsbeitrag. Wichtet man die einzelnen Beiträge mit einer langsam sich ändernden Funktion  $w(\vec{x}_S, \vec{x}_G; \vec{x}_M)$  der Diffraktionsstrahlen, so wird das Stapelergebnis maßgeblich durch deren Wert am stationären Punkt bestimmt. Das Ergebnis der Diffraktionsstapelung  $V_w$  für hohe Frequenzen (Bleistein, 1984; Anhang B.1) ist daher proportional zur Gewichtsfunktion an der Stelle  $\vec{x}_G^*$ :

$$V_w(\vec{x}_S, \vec{x}_M, t) \propto w(\vec{x}_S, \vec{x}_G^*; \vec{x}_M) \quad (4.10)$$

Verwendet man zwei verschiedene Gewichtsfunktionen  $w_1$  und  $w_2$  zur Diffraktionsstapelung über alle Aufnehmer innerhalb einer Schußfamilie nach folgender Summationsvorschrift

$$V_j(\vec{x}_S, \vec{x}_M, t) = \int_{(\vec{x}_G)} w_j(\vec{x}_S, \vec{x}_G; \vec{x}_M) \cdot U(\vec{x}_S, \vec{x}_G, t + \tau_D) d\vec{x}_G \quad \text{für } j=1,2 \quad (4.11)$$

wobei als Gewichtsfunktion  $w_2$  die Funktion

$$w_2(\vec{x}_S, \vec{x}_G; \vec{x}_M) = w_1(\vec{x}_S, \vec{x}_G; \vec{x}_M) \cdot \vartheta(\vec{x}_M, \vec{x}_G) \quad (4.12)$$

gewählt wurde, so ergibt die Division beider Resultate

$$\frac{V_2(\vec{x}_S, \vec{x}_M, t)}{V_1(\vec{x}_S, \vec{x}_M, t)} = \frac{w_1(\vec{x}_S, \vec{x}_G^*; \vec{x}_M) \cdot \vartheta(\vec{x}_M, \vec{x}_G^*)}{w_1(\vec{x}_S, \vec{x}_G^*; \vec{x}_M)} = \vartheta(\vec{x}_M, \vec{x}_G^*) \quad (4.13)$$

$\vartheta(\bar{x}_M, \bar{x}_G)$  in der Gewichtsfunktion  $w_2$  bezeichnet den Abgangswinkel der "diffraktierten" Strahlabschnitte von  $\bar{x}_M$  zur jeweiligen Aufnehmerposition  $\bar{x}_G$ . Das Divisionsergebnis  $\vartheta_{MG}^* = \vartheta(\bar{x}_M, \bar{x}_G^*)$  stellt somit den Abgangswinkel des aktuell reflektierten Strahlabschnittes dar. Zusammen mit dem bekannten Winkel  $\vartheta_{MS}$  von  $\bar{x}_M$  zur Schußposition  $\bar{x}_S$  definiert dieser die gesuchte Neigung, bzw. Normalenrichtung  $\beta_M$ , des Reflektors bei  $\bar{x}_M$  (vgl. Abb. 4.3):

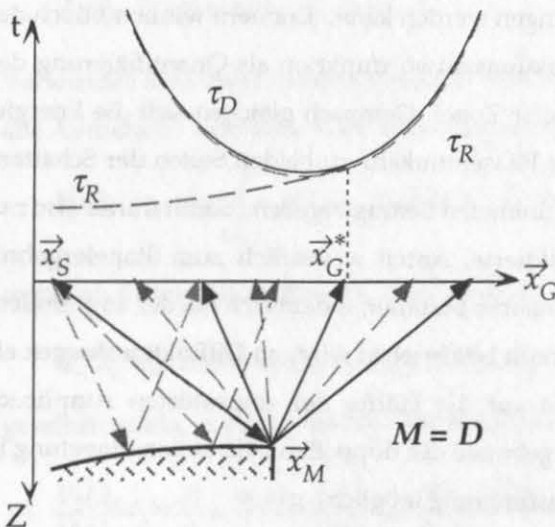
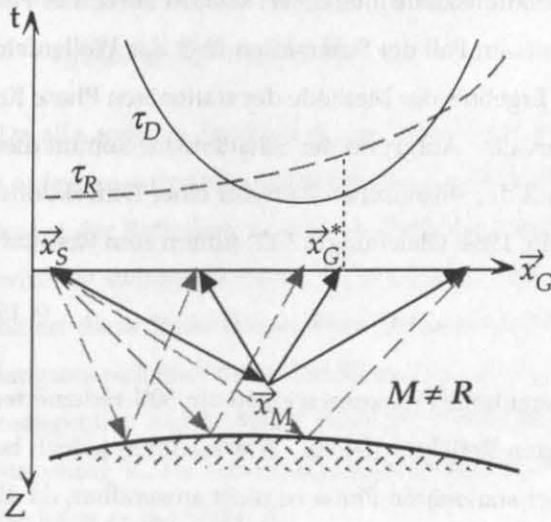
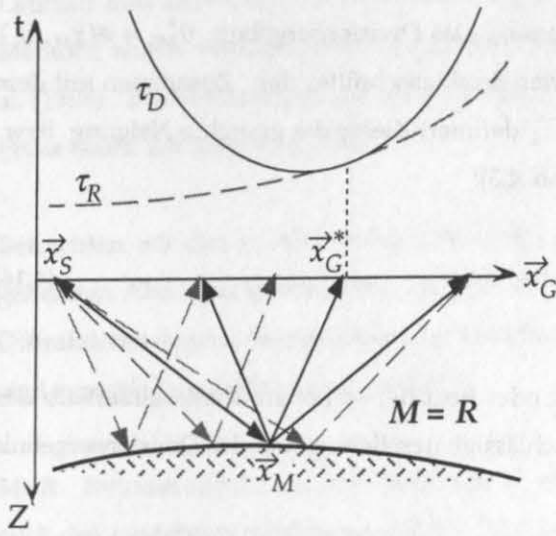
$$\beta_M = \beta(\bar{x}_M) = \frac{\vartheta_{MS} + \vartheta_{MG}^*}{2} \quad (4.14)$$

**M≠R.** Befindet sich an der Stelle  $\bar{x}_M$  kein Reflektor oder liegt der stationäre Punkt außerhalb des Datenvolumens, so liefert die Summation einen vernachlässigbaren Beitrag und das Divisionsergebnis ist nicht vorhersagbar.

**M=D.** Da wir insbesondere an der Neigung einer Diffraktionskante interessiert sind, ist ein dritter Fall zu untersuchen: Wie lautet das entsprechende Ergebnis im Fall der Summation über das Wellenfeld einer Diffraktionskante? Betrachten wir zunächst das Ergebnis der Methode der stationären Phase für einen stationären Punkt am Ende des Integrationsintervalls. Aufgrund der Schattenzone kommt dies der Diffraktionsstapelung über den reflektierten Anteil der seismischen Antwort einer Diffraktionskante gleich. Die theoretischen Überlegungen (Bleistein, 1984: Gleichung 2.7.12) führen zum Resultat

$$V(\bar{x}_S, \bar{x}_D, t) \propto \frac{1}{2} \cdot w(\bar{x}_S, \bar{x}_G^*; \bar{x}_D) \cdot \left[ 1 + O(\omega^{-1/2}) \right]. \quad (4.15)$$

Die Diffraktionsstapelung sollte hier also für hinreichend hohe Frequenzen einen um 50% reduzierten Wert im Vergleich zum Ergebnis bei einem ungestörten Reflektor liefern. Was resultiert jedoch bei der Summation über die Diffraktion? Die Methode der stationären Phase ist nicht anwendbar, da die Summationslaufzeitkurve mit den Laufzeiten der diffraktierten Einsätze überall übereinstimmt und nicht von einem einfachen stationären Punkt ausgegangen werden kann. Erinnern wir uns jedoch der physikalischen Interpretation der Edge-Wave-Diffraktionsantwortfunktion als Quantifizierung des Energieausgleichs zwischen Schatten- und beleuchteter Zone! Demnach gleichen sich die Energieanteile des diffraktierten Wellenfeldes aufgrund der Phasenumkehr zu beiden Seiten der Schattengrenze aus und würden bei einer Summation einen minimalen Beitrag ergeben. Somit dürfte also nur der strahlentheoretische, d.h. reguläre nicht diffraktierte, Anteil wesentlich zum Stapelergebnis beitragen. Die praktische Verifizierung hat diese Annahme bestätigt, indem sich bei der amplitudentreuen Migration, wie sie im anschließenden Abschnitt beschrieben wird, an Diffraktionskanten ein nahezu abrupter Abfall der Migrationsamplitude auf die Hälfte der ungestörten Amplitude beobachten läßt. Bei entsprechender Division der Ergebnisse der doppelten Diffraktionsstapelung ist demnach auch an Diffraktionskanten die Neigungsbestimmung möglich.



**Abbildung 4.10:**

Schematischer Verlauf von Diffractionslaufzeitkurve  $\tau_D$  und Reflexionslaufzeitkurve  $\tau_R$  bei der Diffractionsstapelung (modifiziert nach Schleicher, 1993).

**Oben:** Analysepunkt  $M$  liegt auf einem Reflektor:  $M = R$ . Das Stapelergebnis wird maßgeblich durch die lokalen Eigenschaften am stationären Punkt  $\bar{x}_G^*$  bestimmt. Es resultiert eine signifikante Amplitude.

**Mitte:** Analysepunkt  $M$  liegt nicht auf einem Reflektor:  $M \neq R$ . Zwar stimmen bei  $\bar{x}_G^*$  die Neigungen beider Laufzeitkurven überein, doch führt der zeitliche Versatz zu einem verschwindenden Stapelergebnis.

**Unten:** Analysepunkt  $M$  liegt auf einem Diffraktor:  $M = D$ . Da sich die Summationsbeiträge des vor- und zurückgestreuten Wellenfeldes wegen der Phasencharakteristik weitgehend aufheben, bestimmt das einseitig tangential anschließende Reflexionswellenfeld mit seinen lokalen Eigenschaften bei  $\bar{x}_G^*$  das Stapelergebnis.

Diesen empirischen Betrachtungen sind noch einige theoretische Überlegungen in Bezug auf den Energieausgleich bei Diffraktionen anzufügen. Um zu gewährleisten, daß das diffraktierte Wellenfeld das Stapelergebnis bei der Neigungsbestimmung nicht verfälscht, müssen sich die Beiträge in der Schattenzone und in der beleuchteten Zone vollständig kompensieren. Für Aufnehmer, die symmetrisch bezüglich des Schattenstrahls angeordnet sind, ist dies offensichtlich auch der Fall, da die Edge-Wave-Diffraktionsamplitude zu beiden Seiten durch die gleiche Funktion beschrieben wird. Im allgemeinen trifft dies jedoch nicht zu, da, außer bei einem vertikalen Schattenstrahl, die Aufnehmer generell ungleichmäßig bezüglich der Schattengrenze verteilt sind. Vom theoretischen Standpunkt gesehen muß daher die Dynamik der einzelnen diffraktierten Strahlen berücksichtigt werden. Das bedeutet Amplitudendivergenz, Transmissionsverluste und dergleichen sollten durch die Multiplikation mit dem Faktor  $|L_{DG}|/A_{DG}$  korrigiert werden. Aufgrund der stärkeren Berücksichtigung von Randstrahlen kann dies jedoch Instabilitäten zur Folge haben. Die begrenzte Apertur der Daten ist dagegen weitaus problematischer: Ist das Diffraktionswellenfeld nicht vollständig im Datenvolumen enthalten, so wird entweder der Beitrag der Schatten- oder der beleuchteten Zone bei der Summation überwiegen und die Neigung dementsprechend in die eine oder andere Richtung verschieben. Ähnliche Randeffekte treten auch bei Reflexionen in anderen Migrationsmethoden auf und werden dort z.B. durch eine schwächere Gewichtung der Randzonen (*tapering*) zu verringern versucht. Bei der Summation über Diffraktionen müßte eine entsprechende Abschwächung symmetrisch zur Schattengrenze erfolgen. Da diese jedoch erst zu bestimmen ist, ist eine derartige Lösung hier nicht anwendbar.

Ein weiterer Gesichtspunkt ist bei der Festlegung der Schattengrenze zu beachten, falls  $M$  auf einem Reflektor liegt: Der Phasenwechsel beim CFP-Summationsoperator ist hier so zu wählen, daß sich eine destruktive Interferenz des reflektierten Wellenfeldes ergibt. Tests mit verschiedenen Gewichtsfunktionen an synthetischen Seismogrammen haben gezeigt, daß die Wahl einer möglichst einfachen Gewichtsfunktion  $w_1 = 1$  in beiden Fällen das beste Ergebnis liefert: destruktive Interferenz von Reflexionen und konstruktive Überlagerung der Diffraktionen. Die Wahl anderer Gewichtungsfaktoren zur Neigungsbestimmung an Diffraktionsstrukturen mag unter Umständen bessere Ergebnisse ermöglichen. Dahingehende Untersuchungen sollten daher gegebenenfalls bei bestimmten Datensätzen in Erwägung gezogen werden. Einen der möglichen Kandidaten stellt die TA-Gewichtsfunktion dar, welche im folgenden Abschnitt vorgestellt wird und neben der Reflektorneigung gleichzeitig die Bestimmung des Reflexionskoeffizienten anbieten würde. Das Summationsergebnis  $V_{TA}$  wäre in der TA-Sektion am Analysepunkt abzubilden und die durch Division errechnete Neigung könnte für die anschließende CFP-Migration verwendet werden.

#### 4.2.1.2 True-Amplitude-Migration

Hauptidee der True-Amplitude(TA)-Migration ist die automatische Kompensation der geometrischen Ausbreitungsverluste durch eine geeignete Wichtung bei der Diffraktionsstapelung. Sowohl Phasenverschiebungen durch Kaustiken aufgrund der Reflektortopographie als auch Reflektorneigungen werden beim Stapelprozess berücksichtigt und erlauben die Extraktion des Quellsignals. Neben der korrekten Abbildung der Reflexionen einschließlich ihres relativen Reflexionsvermögens ermöglicht diese Methode außerdem die absolute Bestimmung des winkelabhängigen Reflexionskoeffizienten. Die Verwendung dieser Informationen in Amplitude-versus-Offset(AVO)- oder Amplitude-versus-Angle(AVA)-Analysen kann detaillierte Hinweise auf lithologische Eigenschaften des Untergrundes, wie z.B. den direkten Nachweis von Kohlenwasserstoffen, liefern.

Wesentliche Bestandteile der TA-Gewichtsfunktion sind die beiden geometrischen Spreading-Faktoren der Strahlabschnitte von der Quelle zum Reflektor und von dort zu den Aufnehmern, sowie die Inzidenzwinkel der Strahlen an den Aufnehmern. Da diese Größen bei der dynamischen Strahlenmethode berechnet werden, ist kein zusätzlicher Rechenaufwand notwendig, um die TA-Migration von Reflexionen mit der angestrebten CFP-Migration von diffraktierten Wellenfeldern zu kombinieren. Im Gegenteil, die Verbindung beider komplementärer Methoden bietet erstmals die vollständige Ausnutzung des Informationspotential seismischer Daten.

Die TA-Migration ist für verschiedene Datenkonfigurationen oder Experimente (ZO, CSP, CO, usw.) formuliert worden und an synthetischen 2-D (Hanitzsch et al., 1994) und 3-D (Filpo und Hubral, 1995) Datensätzen getestet worden. Die angestrebte Parallelimplementierung zur CFP-Migration ist am effizientesten unter Verwendung der CSP-Formulierung zu gestalten. Für diese Konfiguration wird die TA-Migration im Anhang B kurz eingeführt. Bezüglich der allgemeinen Formulierung sei auf die Arbeiten der Karlsruher Forschergruppe (Hubral et al., 1991; Tygel et al., 1992; Schleicher, 1993; Schleicher et al., 1993) verwiesen.

**TA-Gewichtsfunktion.** Die Bestimmung der True-Amplitude-Gewichtsfunktion  $w_{TA}$  basiert auf dem Vergleich der strahlentheoretischen Amplitude gemäß (3.5) mit dem Resultat der Diffraktionsstapelung. Die Strahlamplitude  $a_R$  und insbesondere der geometrische Spreading-Faktor  $L_{SG}$  werden hierzu unter Verwendung der Kirchhoff-Integralformel in Einzelterme zerlegt. Das Resultat der Diffraktionsstapelung wird mit der Methode der stationären Phase ausgewertet, und die darin verwendete TA-Gewichtsfunktion so angepaßt, daß sich alle Terme bis auf den Reflexionskoeffizienten und das Quellsignal gegenseitig aufheben.

Betrachten wir wiederum das Schema in Abbildung 4.10. Da sich die Diffraktionslaufzeitkurve  $\tau_D$  im Falle eines Reflektors bei  $M$  an die Reflexionslaufzeit  $\tau_R$  anschmiegt, stimmen  $\tau_R$  und  $\tau_D$  am Berührungspunkt  $\bar{x}_G^*$  bis zur ersten Ableitung überein. Die Laufzeitdifferenz  $\tau_F = \tau_D - \tau_R$  bestimmt daher das Summationsergebnis entlang von  $\tau_D$  maßgeblich mit ihrer zweiten Ableitung. Diese beschreibt die Krümmung der Laufzeitkurve und ergibt sich aus der Projektion der Wellenfrontkrümmung auf die Aufnehmerebene. Die Wellenfrontkrümmung ist aber nichts anderes als ein Maß für die geometrische Amplitudendivergenz einer Welle, wodurch der gesuchte Zusammenhang zwischen dem Ergebnis der Diffraktionsstapelung und dem geometrischen Spreading-Faktor hergestellt ist.

Die vollständige Herleitung der TA-Gewichtsfunktion  $w_{TA}$  für verschiedene Datenkonfigurationen im 3-D Fall ist bei Schleicher (1993) zu finden. Die entsprechenden Formeln in der hier verwendeten Notation für das 2-D CSP-Experiment sind im Anhang B aufgeführt. Um die korrekte Form des Quellsignals zu reproduzieren, ist neben dem Gewichtsfaktor zusätzlich eine Filterung des Signals vorzunehmen. Die Filterung kann vor der Stapelung auf die Eingabedaten oder danach auf das Summationsergebnis angewandt werden. Sie entspricht einer "halben" Zeitableitung und kann im Frequenzbereich durch Multiplikation mit dem Faktor  $\sqrt{i\omega}$  erzielt werden. In der Praxis wird bei Migrationen mit dem strukturellen Untergrundabbild als Ziel jedoch oft nur eine 45°-Phasenverschiebung vorgenommen oder dieser Effekt gar vernachlässigt. Bei engbandigen Signalen, wie sie in vielen synthetischen Seismogrammen verwendet werden, ist auch die Multiplikation der analytischen Stapelsektion mit der Quadratwurzel der Hauptsignalfrequenz ausreichend, um größenordnungsmäßig korrekte Absolutwerte für den Reflexionskoeffizienten zu erhalten.

Die Summationvorschrift im derart gefilterten CSP-Datensatz  $U_F$  über alle Aufnehmerpositionen  $\bar{x}_G$  lautet demnach in diskretisierter Form

$$V_{TA}(\bar{x}_S; \bar{x}_M, t) = \sum_{(\bar{x}_G)} \Delta \bar{x}_G \cdot w_{TA}(\bar{x}_S, \bar{x}_G; \bar{x}_M) \cdot U_F(\bar{x}_S, \bar{x}_G, t + \tau_D), \quad (4.16)$$

wobei  $\tau_D$  die Diffraktionslaufzeit und  $\Delta \bar{x}_G$  den Spurabstand bezeichnet.

Um eine dynamische Korrektur für die Wellenausbreitung im Oberbau wie bei der CFP-Migration zu berücksichtigen, wird eine erweiterte Form der TA-Gewichtsfunktion verwendet, welche neben der Amplitudendivergenz auch die im Amplitudenfaktor zusammengefaßten Transmissionsverluste kompensiert. Bei der bisherigen Darstellung der TA-Migration lag das Hauptinteresse in der Kompensation der geometrischen Ausbreitungsverluste und der Rekonstruktion des Quellsignals (Hubral et al., 1991; Schleicher, 1993; Hanitzsch et al., 1994). Dementsprechend wurde das TA-Signal als das Produkt von Reflexionskoeffizient am Analysepunkt, den Transmissionsverlusten im Oberbau

und dem Quellsignal definiert. Diese Formulierung geht davon aus, daß Phasenverschiebungen aufgrund von Kaustiken im Makromodelloberbau nachvollzogen werden können, die Transmissionsverluste dagegen unbekannt sind und zum Beispiel durch statistische Analysen der Untergrundparameter zu bestimmen sind (Widmaier et al., 1995). Bei der hier vorgestellten Erweiterung wird eine volle dynamische Kompensation der Ausbreitungsverluste im lateral inhomogenen Oberbau angestrebt. Die Voraussetzung dafür ist ein detailliertes Makromodell, das Geschwindigkeits- und Dichteverteilung sowie möglicherweise Q-Faktoren zur Berücksichtigung der Dämpfung beinhaltet.

In der üblichen Propagatormatrixschreibweise nach Červený (1987) lautet die erweiterte Formulierung der TA-Gewichtsfunktion  $w_{TA}$  für die CSP-Konfiguration im 2-D Fall (Plane-Rays im 2-D Untergrundmodell, Summation in einer Dimension, Punktquelle) somit:

$$w_{TA}(\vec{x}_S, \vec{x}_G; \vec{x}_M) = \underbrace{\left(\frac{1}{2\pi}\right)^{1/2}}_{\text{Skalierung}} \cdot \underbrace{\frac{\sqrt{|\det \mathbf{Q}_{2,MS}|}}{v_S}}_{\text{Spreading-Korrektur für hinablaufende Welle}} \cdot \underbrace{\left(\frac{v_S \rho_S}{v_M \rho_M} A_{MS} \cdot A_{MG}\right)^{-1}}_{\text{Korrekturterm für Transmissionsverluste}} \cdot \underbrace{\frac{\cos \vartheta_G}{\sqrt{|\det \mathbf{Q}_{2,MG}|}}}_{\text{TA-Wichtung für hochlaufende Welle}} \quad (4.17)$$

Obige Formel verdeutlicht die Verbindung der einzelnen Terme mit der Wellenausbreitung im jeweiligen Strahlabschnitt, wobei hier die Größen des reversen Teilstrahls von  $M$  zu  $S$ , wie er nach dem Diffraktionsschießen vorliegt, verwendet wurden. Der zweite Faktor korrigiert die Amplitudendivergenz von der Quelle zum Reflexionspunkt ( $=|L_{SM}|$ ), der dritte Faktor beinhaltet die gesamten Transmissionsverluste im Oberbau, und der letzte Term sorgt für die automatische Kompensation der geometrischen Ausbreitungsverluste von  $M$  zu  $G$  bei der Summation. Verwendet man diese Gewichtsfunktion zur Summation entlang von  $\tau_D$  über ein der Quellsignallänge entsprechendes Zeitintervall, so ergibt sich im Falle eines Reflektors bei  $M$  als Resultat

$$V_{TA}(\vec{x}_S; \vec{x}_M, t) = c_R(\vec{x}_S; \vec{x}_M) \cdot W(t) \quad (4.18)$$

Die Winkelabhängigkeit des Reflexionskoeffizienten bei  $M$  wird durch das Argument  $\vec{x}_S$  ausgedrückt, da der Reflexionsstrahl für jede Schußposition  $\vec{x}_S$  unter einem anderen Winkel reflektiert wird. Bei TA-Analysen eines vollständigen Datensatzes aus mehreren Schußfamilien wird daher für jeden Untergrundpunkt ein Ensemble von winkelabhängigen Reflexionskoeffizienten erhalten. Zusammen mit den zugehörigen Reflexionswinkeln, die über die im Abschnitt 4.2.1.1 beschriebene doppelte Diffraktionsstapelung bestimmt werden können, sind somit AVA-Analysen durchführbar. Um daraus ein korrektes strukturelles TA-Abbild des Untergrundes zu erstellen, welches den jeweiligen Impedanzkontrast unabhängig vom Einfallswinkel darstellt, ist eine Inversion der AVA-Daten oder eine Korrektur auf einen einheitlichen Einfallswinkel durchzuführen. Da in der Reflexionsseismik die Aufnahmerauslage relativ begrenzt ist und in diesem Bereich selten starke Phasenänderungen im



Reflexionskoeffizienten auftreten, genügt hier auch eine einfache Überlagerung der Einzelschußresultate gemäß

$$V_{TA}(\bar{x}_M, t) = \sum_{(\bar{x}_S)} V_{TA}(\bar{x}_S; \bar{x}_M, t) \quad (4.19)$$

$$\equiv \bar{c}_R(\bar{x}_M) \cdot W(t)$$

um einen mittleren Reflexionskoeffizienten  $\bar{c}_R$  bei einer verbesserten Unterdrückung von Störsignalen zu erhalten. In der Weitwinkelseismik wird jedoch gerade das starke Reflexionsvermögen nahe dem kritischen Winkel ausgenutzt. Da hier erhebliche Phasenänderungen vorkommen, ist eine Analyse und anschließende Korrektur der Daten vor dem Stapeln oder eine Enveloppenstapelung zu empfehlen.

Die bisher beschriebenen Resultate beziehen sich auf den Fall, daß  $M$  einen Reflexionspunkt darstellt und sich der stationäre Punkt  $\bar{x}_C^*$  innerhalb der Apertur der Schußauslage befindet. Liegt  $\bar{x}_C^*$  nicht vollständig innerhalb des Datenvolumens, so treten Randeffekte auf. Zu diesen Randeffekten kann auch der Fall eines Diffraktionspunktes bei  $M$  gezählt werden, da sich nach (4.15) ein um 50% reduzierter Reflexionskoeffizient ergibt. Die Summation liefert dagegen einen vernachlässigbaren Wert wegen der überwiegend destruktiven Interferenz der Signale, falls  $\bar{x}_C^*$  außerhalb des Datensatzes liegt oder sich keine Reflexionsstruktur bei  $M$  befindet.

Die endgültige TA-Sektion wird nach Abtasten des Untergrundes an allen Analysepunkten  $\bar{x}_M$ , die zweckmäßigerweise in einem Gitter angeordnet sind, erhalten. Die jeweiligen Summationsergebnisse  $V_{TA}(\bar{x}_M, t)$  werden dem Gitterabstand entsprechend durch lineares Ein- und Ausblenden in der Tiefensektion überlagert. Zur notwendigen Tiefenkonversion kann dabei die lokale Geschwindigkeit  $v(\bar{x}_M)$  des Makromodells dienen.

#### 4.2.2 CFP-Korrekturoperator und Anwendung

Die vorangegangene thematische Exkursion zur doppelten Diffraktionsstapelung hat die automatische Neigungsbestimmung im Datensatz beschrieben, durch welche die zur Modellierung der Diffraktionsantwortfunktion so notwendige Schattengrenze festgelegt wird. Gleichzeitig wurde die TA-Migration, die ein amplitudengetreues Reflektorabbild liefert, eingeführt. Damit stehen uns zu Anfang dieses Abschnitts zwei wichtige Informationen über die Beschaffenheit des Untergrundes am Analysepunkt  $M$  bereit. Während das TA-Summationsergebnis erst am Ende mit dem entspre-

chenden CFP-Ergebnis verglichen wird, geht die ermittelte Neigung direkt in die Modellierung des diffraktierten Wellenfeld ein. Über diese Neigung wird die charakteristische Phasenumkehr im modellierten Diffraktionswellenfeld individuell für jeden Analysepunkt  $M$  lokalisiert. Ein Vergleich des modellierten Wellenfeldes mit den Felddaten wird im Falle eines Diffraktionspunktes mit der entsprechenden Neigung eine weitgehende Übereinstimmung beider in Laufzeit, relativem Amplitudenverhalten und Phase erkennen lassen.

Die Korrelation des modellierten Ergebnisses mit den Felddaten und statistische Analysen wären eine Möglichkeit derartige Diffraktionen in den Daten zu detektieren. Neben dem umfangreichen Rechenaufwand und der Abstraktheit der Abbildung von Korrelationskoeffizienten oder ähnlichen statistischen Größen würde bei einer derartigen "Mustererkennung" (*pattern matching*) auch die Wellenform und die Diffraktionsstärke verloren gehen. Diese stellen aber wichtige Informationen dar, die zusammen mit der TA-Sektion bei der Interpretation sehr hilfreich sein werden. Es wird daher die einfachere Strategie der Stapelung entlang der modellierten Laufzeitkurven nach spezieller dynamischer Korrektur verfolgt. Dies wird es ermöglichen, wertvolle Informationen über Amplitude und Phase für den Vergleich mit der TA-Migration zu bewahren.

Werden nur primäre Ersteinsätze berücksichtigt, so kann dies in einfacher Weise durch eine Diffraktionsstapelung mit einer Gewichtsfunktion, die gleich der inversen modellierten Diffraktionsamplitude ist, durchgeführt werden. Treten Mehrfacheinsätze und insbesondere sekundäre Diffraktionen im Oberbau auf, so kann die Stapelung erst nach der Überlagerung der Einsätze, wie in Abschnitt 4.1.3 beschrieben, erfolgen. Als Gewichtsfunktion ist in diesem Fall die inverse Amplitude des resultierenden Interferenzwellenfeldes zu verwenden. Theoretisch wäre dazu die Kenntnis des Quellsignals notwendig, in der Praxis genügt jedoch eine Abschätzung der Signallänge, um die Interferenz der modellierten Einsätze in ausreichendem Maße zu berücksichtigen.

Aufgrund der Verwendung komplexer Amplitudenwerte und der analytischen seismischen Spuren entspricht die Gewichtung schlicht einer Division zweier komplexer Größen, bei der auch gleichzeitig Phasenverschiebungen für die vorgegebene Hauptsignalfrequenz korrigiert werden. Durch den Divisionsprozess bedingt ist jedoch ein Mindestamplitudenkriterium zur Vermeidung von Instabilitäten notwendig. Dies betrifft zumeist sekundäre Diffraktionen im Oberbau. Ist für diese die sekundäre Diffraktionsantwortfunktion  $d_{EW}^{sec}$  bekannt, läßt sich ein einfacher datenunabhängiger Schwellwert vorgeben, da immer  $|d_{EW}^{sec}| \leq 0.5$  gilt. Wegen destruktiver Überlagerung von Edge-Wave-Diffraktionen kann aber auch bei relativ großen Werten für  $d_{EW}^{sec}$  die resultierende modellierte Diffraktionsamplitude  $a_D^{mod}$  nahezu verschwinden und bei der Division Probleme bereiten.

Die Multiplikation des Gesamtwellenfeldes  $U$  mit dem modellierten "inversen Diffraktionswellenfeld" liefert die korrigierten Diffraktionseinsätze, die aufzustapeln sind. Im Falle einer Diffraktionskante bei  $M$  mit entsprechender Neigung geben die korrigierten Einsätze idealerweise jeweils das Quellsignal, welches mit dem strahlentheoretischen Reflexionskoeffizienten bei ungestörter Lagerung skaliert wurde, wieder. Bei der dynamischen Korrektur wurde zwar die charakteristische Phasenumkehr an der Schattengrenze kompensiert, jedoch bleibt aufgrund der Unkenntnis über die absolute Lage der beleuchteten Zone und der Schattenzone das richtige Vorzeichen unbekannt. Ein Vergleich dieses Ergebnisses mit dem TA-Resultat würde die Zweideutigkeit über das Vorzeichen aufheben.

Da das Gesamtwellenfeld das diffraktierte Wellenfeld  $U_D$  und insbesondere das an dieses anschließende Reflexionswellenfeld  $U_R$  enthält, ergeben sich in der beleuchteten Zone zusätzliche Interferenzen. Das Ergebnis nach Korrektur des Gesamtwellenfeldes  $U = U_R + U_D$  aus (3.40) durch die modellierte Diffraktionsamplitude  $a_D^{mod}$  zur Diffraktionslaufzeit  $\tau_D$  stellt sich daher als

$$\frac{U}{a_D^{mod}} = \begin{cases} \pm c_R \cdot W(t) & \bar{x}_C \text{ in der Schattenzone} \\ & \text{einschließlich } \bar{x}_B \\ \mp \frac{a_R}{a_D^{mod}} \cdot W(t + \tau_D - \tau_R) \pm c_R \cdot W(t) & \bar{x}_C \text{ in der beleuchteten Zone} \end{cases} \quad \text{für} \quad (4.20)$$

$a_R/a_D^{mod}$  repräsentiert den Beitrag des reflektierten Wellenfeldes im Interferenzbereich mit der Diffraktion. Er kommt zum tragen, sofern sich Reflexions- und Diffraktionslaufzeit um weniger als die Länge  $T_W$  des Quellsignals  $W(t)$  voneinander unterscheiden. Da beide Laufzeiten,  $\tau_R$  zumindest paraxial approximiert, bereits vorliegen, ist eine Korrektur dieses Terms bei bekannter Signaldauer  $T_W$  theoretisch möglich. Die Variation des Reflexionskoeffizienten und des Amplitudenfaktors kann in diesem Bereich vernachlässigt werden, so daß der Interferenzterm mit Hilfe der ebenfalls bekannten Diffraktionsantwortfunktion  $d_{EW}$  eliminiert werden könnte. Da jedoch die absolute Lage der Schattenzone im allgemeinen nicht bekannt ist und Diffraktionsstrukturen häufig komplexerer Natur ohne eindeutig definierten einseitigen Interferenzbereich sind, wird eine derartige Korrektur in der Praxis selten realisierbar sein. Ein anderer Lösungsvorschlag wäre die Unterdrückung (*muting*) dieses Interferenzbereiches anhand des paraxial berechneten Laufzeitunterschiedes zwischen Reflexion und Diffraktion. Diese Muting-Methode müßte aber symmetrisch zur Schattengrenze erfolgen und würde den energiereichsten Bereich der Diffraktionen völlig ausschließen. Diesbezüglich haben Tests gezeigt, daß bei der Neigungsbestimmung durch doppelte Diffraktionsstapelung der Interferenzbereich automatisch minimiert wird, und die einfache Summation aller Signale aufgrund der überwiegend konstruktiven Interferenz die besten Ergebnisse liefert.

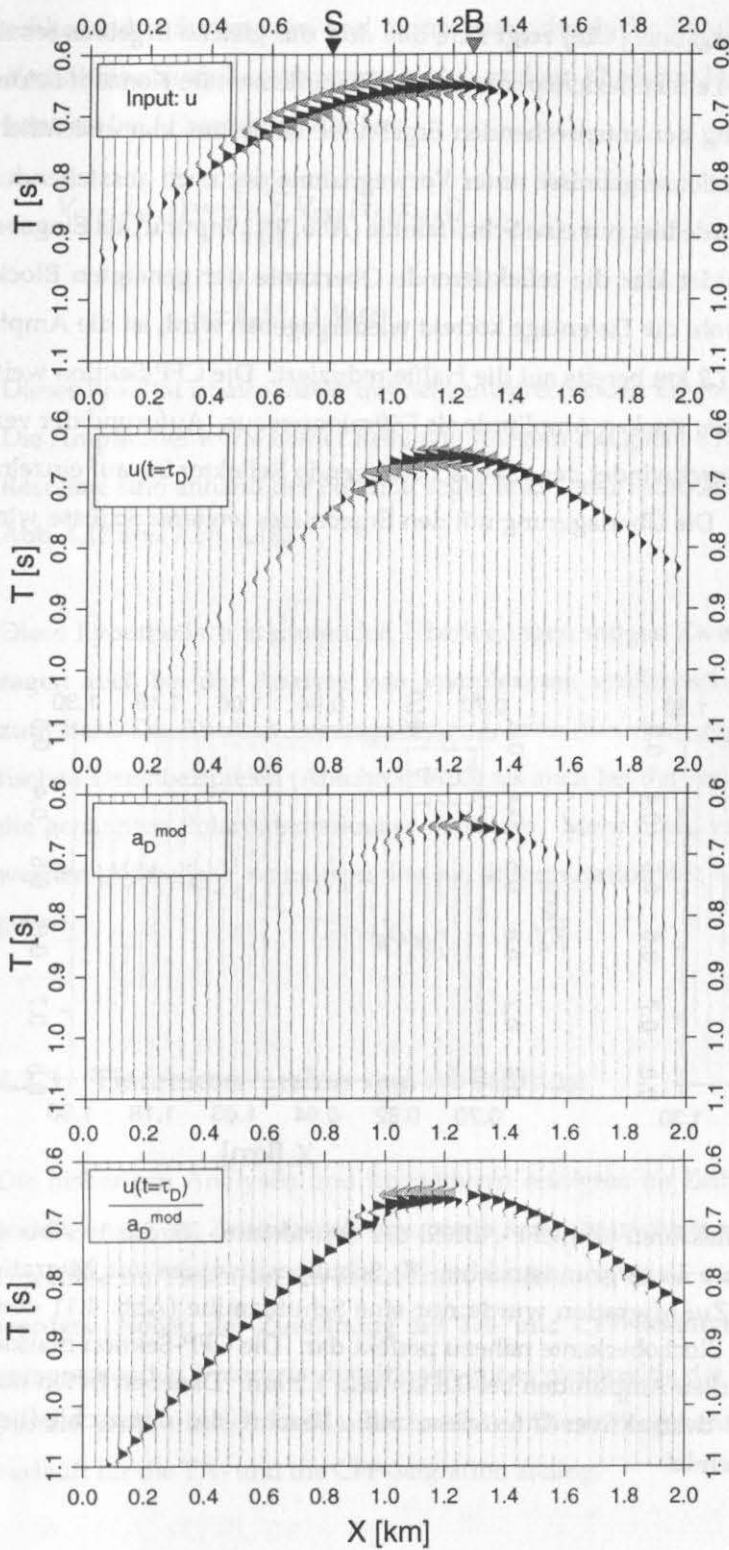
In Abbildung 4.11 ist der soeben beschriebene Auswahl- und CFP-Korrekturprozess anhand synthetischer Seismogramme in seinen Einzelschritten dargestellt. Nach der Vorwärtsmodellierung des von  $M$  nach oben laufenden Wellenfeldes (vgl. Abb. 4.4) bestimmt die Schußposition der Eingabedaten **Input**  $u$  die zu verbindenden Einzelläste. Anhand der modellierten Laufzeiten werden die relevanten Einsätze in den Eingabedaten  $u(t=\tau_D)$  ausgewählt. Die unter Verwendung der Neigung modellierten Diffraktionsamplituden  $a_D^{mod}$  bilden die Basis zur dynamischen Korrektur der relevanten Signale:  $u(t=\tau_D)/a_D^{mod}$ . Bis auf den Interferenzbereich mit der Reflexion sind nun alle Signale in Phase und können aufsummiert werden.

Dividiert man durch die Überdeckung  $N_G$ , die beim Stapelprozess über alle Aufnehmer  $G$  erzielt wurde, so resultiert das endgültige CFP-Summationsergebnis  $V_{CFP}(\bar{x}_S; \bar{x}_M, t)$ . Indem Korrektur und Stapelung über ein Zeitintervall, welches  $T_W$  entspricht, durchgeführt werden, stellt dieses Ergebnis näherungsweise den Reflexionskoeffizienten des Schattenstrahls konvolviert mit dem Quellsignal dar:

$$V_{CFP}(\bar{x}_S; \bar{x}_M, t) = \frac{1}{N_G(\bar{x}_G)} \sum_{(\bar{x}_G)} \frac{U(\bar{x}_S, \bar{x}_G; t + \tau_D)}{a_D^{mod}(\bar{x}_S, \bar{x}_M, \bar{x}_G; \bar{x}_B, t)} \quad (4.21)$$

$$\equiv \pm c_R(\bar{x}_S, \bar{x}_B; \bar{x}_M) \cdot W(t).$$

Die Divisionsergebnisse an allen Aufnehmer  $G$  entsprechen vor der Stapelung einem Ensemble von Schätzwerten für Reflexionskoeffizient und Quellsignal und könnten statistischen Analysen unterzogen werden. Hierzu stehen eine Vielzahl unterschiedlicher Methoden bereit: Komplexe Signalanalysen (Taner et al., 1979) mit Hilfe von Semblance-Berechnungen oder anderen Korrelationsgrößen (Gelchinsky et al., 1985) quantifizieren die Ähnlichkeit von Signalen und liefern zusätzliche Gewichtsfunktionen. Spezielle Medianfilter (Watts und Bednar, 1983; Reiter et al., 1993) erlauben die Eliminierung von spezifischen Interferenzbereichen. Der für diese Algorithmen notwendige Mehraufwand mag sich in Einzelfällen wegen der verbesserten Auflösung auszahlen, jedoch besteht bei unterschiedlichen Überdeckungszahlen auch die Gefahr von Instabilitäten. Tests an synthetischen und realen Daten haben gezeigt, daß derartige statistische Methoden insbesondere bei Verwendung der automatischen Neigungsbestimmung im Interferenzbereich oder beim Abtasten von Reflexionen unzulängliche Ergebnisse liefern und oft ungewollt Randeffekte verstärken. Ein zusätzlicher Vergleich mit dem einfachen Stapelergebnis ist daher meist notwendig. Während sich bei speziellen Parameteranalysen (siehe Abschnitt 4.3) teilweise Vorteile erzielen lassen, ist bei der CFP-Migration meiner Meinung nach die beschriebene Stapelung die robustere Methode und daher zu bevorzugen.



**Abbildung 4.11:** Einzelschritte der CFP-Korrektur dargestellt anhand synthetischer Seismogramme.

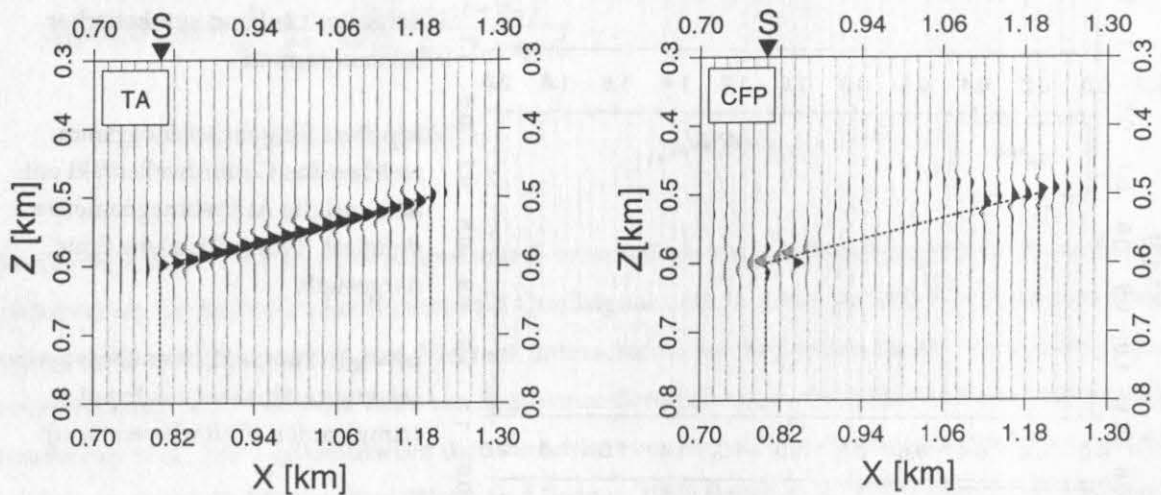
**Input  $u$ :** Eingabeseismogramm, welches das Gesamtwellenfeld enthält und die Aufnahmegeometrie definiert. Nur jede zweite Spur dargestellt.

**$u(t=\tau_D)$ :** kinematisch entlang  $\tau_D$  selektierte Einsätze aus **Input  $u$**  (Amplituden fünffach verstärkt).

**$a_D^{mod}$ :** modelliertes Diffraktionsantwortwellenfeld.

**$u(t=\tau_D)/a_D^{mod}$ :** korrigierte Einsätze, die nun zum CFP-Signal aufgestapelt oder vorher zusätzlich statistisch analysiert werden können.

Bei Vergleich von (4.21) mit dem TA-Ergebnis (4.18) zeigt sich, daß dort das gleiche Ergebnis resultiert, diesmal jedoch für den Fall, daß  $M$  ein Reflexionspunkt ist. Das komplementäre Konzept beider Methoden und die sinnvolle Ergänzung der entsprechenden Ergebnisse ist daraus klar ersichtlich. Abbildung 4.12 zeigt die beiden Migrationsergebnisse unter Vorwegnahme der noch ausstehenden Tiefenabbildung. Bei der Migration wurde hier nur eine Schußfamilie (Abb. 4.11 Input u) als Eingabedaten verwendet. Die TA-Sektion bildet klar die reflektierende Oberkante der geneigten Blockstruktur ab (vgl. Abb. 4.4 unten). Obwohl die Tiefenlage korrekt wiedergegeben wird, ist die Amplitude an beiden Enden bei 0.8 km und 1.2 km bereits auf die Hälfte reduziert. Die CFP-Sektion weist dagegen diese beiden Ecken aufgrund der starken Amplitude als Diffraktoren aus. Aufgrund der verwendeten CFP-Phasencharakteristik verschwindet der dazwischenliegende Reflektor bis auf einzelne Reste in der Nähe der Reflektorenden. Die Überlagerung mit den Ergebnissen weiterer Schüsse wird diese Artefakte aber unterdrücken.



**Abbildung 4.12:** TA-Sektion der Reflektoren und CFP-Abbild der Diffraktoren für das in Abb. 4.4 gezeigte Untergrundmodell (--- wahre Untergrundstruktur, ▼: Schußposition des zur Migration verwendeten Eingabedatensatzes). Zur Migration wurde nur eine Schußfamilie (Abb. 4.11 oben) verwendet. Die TA-Sektion stellt die Blockoberkante nahezu perfekt dar. Die CFP-Sektion markiert die Diffraktionsecken anhand der starken Amplituden bei 0.8 km und 1.2 km. Daneben treten noch Artefakte aufgrund unvollständiger destruktiver Interferenz auf. Beachte die unterschiedliche Polarität am linken und rechten Blockende!

Der Versuch eine ähnliche AVA-Analyse, wie nach der TA-Migration, durch den Vergleich der CFP-Ergebnisse mehrerer Schüsse zu realisieren, wird bei realen Datenbeispielen wohl kaum von Erfolg gekrönt sein. Die konsistente Entscheidung über den Vorzeichenwechsel anhand der Abgangswinkel bei  $M$ , gewährleistet jedoch, daß die Resultate verschiedener Schüsse in Phase sind. Mit der an-

schließenden Summation und Normierung durch die Schußanzahl kann daher das Signal-Rausch-Verhältnis ebenfalls verbessert werden und ein ähnlicher Durchschnittswert  $\bar{c}_R$  für den Impedanzkontrast bei  $M$  berechnet werden:

$$\begin{aligned} V_{CFP}(\bar{x}_M, t) &= \frac{1}{N_S} \sum_{(\bar{x}_S)} V_{CFP}(\bar{x}_S; \bar{x}_M, t) \\ &\equiv \pm \bar{c}_R(\bar{x}_M) \cdot W(t) \end{aligned} \quad (4.22)$$

Dieses Resultat ist also direkt mit dem entsprechenden Ergebnis der TA-Migration (4.19) vergleichbar: Die Amplitudenwerte beider Resultate spiegeln das gleiche Reflexionsvermögen wider, und die CFP-Resultate sind anhand der Polarität sogar links- oder rechtsseitigen Abbruchkanten zuzuordnen (siehe Abb. 4.12 und Abb. 4.13).

Diese hypothetisch anmutenden Überlegungen mögen Zweifel wecken, ob die genannten Voraussetzungen auch bei der Analyse von komplexeren synthetischen oder gar Felddatenbeispielen noch zutreffen. Die Antwort vorwegnehmend, kann dies eindeutig bestätigt werden: Sowohl bei synthetischen Datenbeispielen (Abschnitt 5.1.2) als auch bei der Anwendung auf Felddaten (Kapitel 6) sind die genannten Polaritätsmerkmale zu finden. Mehr noch, vor allem anhand dieser Charakteristika werden zusätzliche Anhaltspunkte zur Interpretation der abgebildeten Untergrundstrukturen gegeben.

### 4.2.3 Tiefenkonversion und Abbildung

Die bisherigen Analysen und Korrekturen erfolgten im Zeitbereich. Dabei wurden jeweils Daten, welche in einem Zeitintervall symmetrisch zur betrachteten Diffraktionslaufzeit liegen, bearbeitet. Um diese im Tiefenbereich abzubilden, müssen sie daher einer Zeit-Tiefen-Konversion unterzogen werden. Neben der Zuordnung der TA- und CFP-Resultate,  $V_{TA}(\bar{x}_M, t)$  und  $V_{CFP}(\bar{x}_M, t)$ , an den entsprechenden Untergrundpositionen gilt es gleichzeitig die Einzelergebnisse benachbarter Analysepunkte kontinuierlich aneinanderzureihen. Diese Vorgehensweise zur Erstellung der Tiefensektion verläuft für die TA- und die CFP-Migration analog.

Die Zeit-Tiefen-Konversion erfolgt mit der halben Ausbreitungsgeschwindigkeit  $v_M/2$  am Analysepunkt  $M(x_M, z_M)$ , um eine kontinuierliche Abbildung der Eingabedaten entsprechend ihrer Zweiweglaufzeitregistrierung zu erhalten:

$$V_J(x_M, z_M) = V_J(\bar{x}_M, z_M + t \cdot v_M/2), \quad J = TA, CFP. \quad (4.23)$$

Je nach Geschwindigkeitswert entspricht dies einer Stauchung oder Streckung des Signals. Bei Zunahme der Geschwindigkeit mit der Tiefe resultiert daraus ein zunehmend tieffrequenteres Abbild des Untergrundes, welches damit die Abnahme des Auflösungsvermögens widerspiegelt.

Die Überlagerung zu einer kompletten Tiefensektion  $V(x, z)$  geschieht durch lineares Ein- und Ausblenden der Resultate vertikal benachbarter Analysepunkte und Zusammenfassung aller Spuren:

$$V_J(x, z) = \sum_{(M)} V_J(x_M, z_M) \cdot \delta(x - x_M) \cdot \Lambda(|z - z_M|; \Delta z), \quad J = TA, CFP. \quad (4.24)$$

$\Lambda(|z - z_i|; \Delta z)$  stellt in obiger Formel eine lineare Rampenfunktion dar, die das Summationsergebnis der Tiefe  $z_i$  zur nächsten Migrationstiefe  $z_{i+1} = z_i + \Delta z$  überblendet. Die Tiefenschrittweite  $\Delta z$  repräsentiert hierbei den vertikalen Schußabstand beim Diffraktionsschießen im Analysebereich.  $\Delta z$  sollte idealerweise so gewählt werden, daß die im Zeitbereich vorliegenden Eingabedaten gleichmäßig abgetastet werde. Dazu müßte  $\Delta z$  aber den Geschwindigkeitsänderungen entsprechend variieren. Programmtechnisch ist ein konstantes Gitter im Tiefenbereich einfacher zu realisieren, zumal bei der hier gewählten tiefenpunktorientierten Analyse. Da die vertikale Migrationsschrittweite  $\Delta z$  linear in die Anzahl der durchzuführenden Analysen eingeht und dadurch den Rechenaufwand maßgeblich bestimmt, sollte  $\Delta z$  möglichst groß gewählt werden, ohne jedoch das Migrationsergebnis zu beeinträchtigen. Die optimale Wert für  $\Delta z$  sollte zum einen mindestens der Quellsignallänge  $T_W$  entsprechen und zum anderen klein genug gewählt worden sein, um eine zeitlich kontinuierliche Abtastung der Eingabedaten zu gewährleisten. Für oberflächennahe Strukturen mit starken Laufzeitänderungen erwies sich die Wahl

$$\Delta z = T_W \cdot v_{min} / 2, \quad (4.25)$$

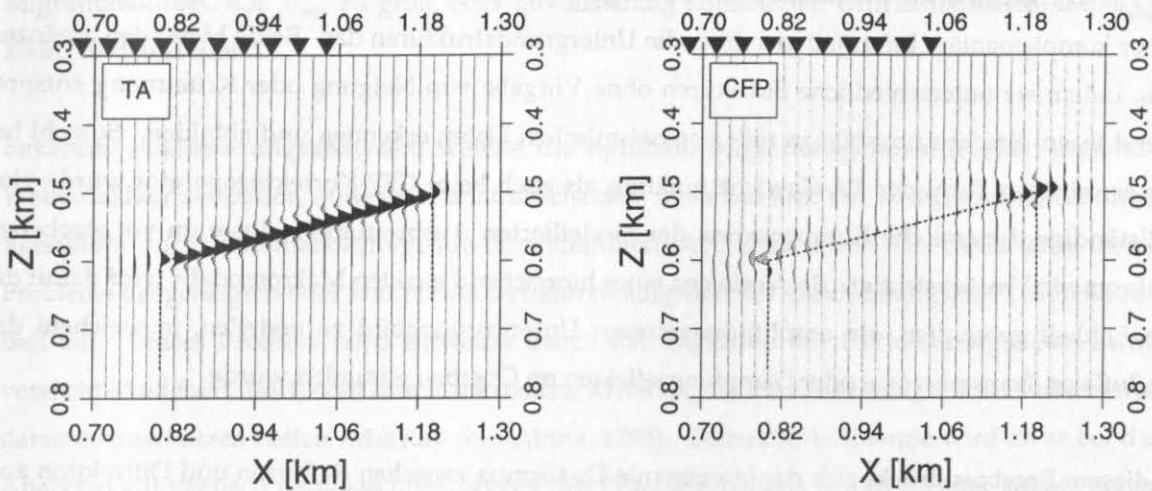
wobei  $v_{min}$  die kleinste auftretende Geschwindigkeit darstellt, als angemessen. Für tiefliegende Strukturen mit geringerer Laufzeitvariation konnten jedoch auch bei Abschätzungen mit einer mittleren Geschwindigkeit gemäß (4.25) gute Ergebnisse erzielt werden (siehe Kapitel 6). Des weiteren werden sehr steile Strukturen eine zusätzliche Verringerung der Migrationsschrittweite erfordern.

Als Beispiel sind die beiden migrierten Tiefensektionen für einen aus 10 Schüssen bestehenden Datensatz in Abbildung 4.13 dargestellt. Als Migrationsschrittweite wurde in horizontaler Richtung der Spurbestand von 20 m und in vertikaler Richtung 40 m benutzt.

Das Gesamtergebnis  $V_{CFP}(x, z)$  stellt ein Abbild des Zielbereiches dar, welches Diffraktorlokationen durch starke Amplitudenwerte markiert. Da die Amplitudendivergenz im Oberbau sowie weitere Transmissionsverluste korrigiert wurden, kann das Ergebnis als amplitudengetreue Diffraktor-sektion angesehen werden. Die komplementäre TA-Sektion  $V_{TA}(x, z)$  weist dagegen die Reflektoren im



Untergrund anhand der abgebildeten reflektierten Signale aus. Die Interpretation der CFP-Sektion ist vor allem im Zusammenhang mit dem Abbild der Reflektoren sinnvoll, da beide zusammen ein umfassendes Bild der Untergrundstrukturen liefern. So können z.B. geringe Undulationen von Reflektoren in der TA-Sektion durch die parallel abgebildete Diffraktionsenergie als Verwerfung erkannt und von lokalen Geschwindigkeitsvariationen oder ungelösten Statikproblemen unterschieden werden.



**Abbildung 4.13:** TA-Sektion der Reflektoren und CFP-Abbild der Diffraktoren für das in Abb. 4.4 gezeigte Untergrundmodell. Resultat bei Verwendung von 10 Schüssen (▼: Schußpositionen der zur Migration verwendeten Eingabedatenschußfamilien). Die Eingabedaten wurden mit dem um Edge-Waves erweiterten Ray-Tracing-Programm erstellt (Kläschen, 1995). Das zur Migration verwendete Makromodell stimmt im Oberbau mit dem tatsächlichen Untergrundmodell überein. Im Vergleich zur Migration von nur einer Schußfamilie (Abb. 4.12) konnte das TA-Abbild nur geringfügig verbessert werden. Beim CFP-Abbild wurden die Artefakte weitgehend unterdrückt. Die exakte Ausdehnung der Blockstruktur kann mit Hilfe beider Sektionen in Übereinstimmung mit dem Untergrundmodell (--- wahre Untergrundstruktur) korrekt festgelegt werden. Beachte die ausgeprägten Polaritätscharakteristika in der CFP-Sektion!

#### 4.2.4 Zusammenfassung

In diesem Abschnitt wurde das Konzept der CFP-Migration zur Detektion und Abbildung von Diffraktionen in 2-D lateral inhomogenen Medien beschrieben. Zur Durchführung benötigt die CFP-Migration die Vorgabe eines Makromodells. In diesem wird durch Diffraktionsschießen aus dem Analysebereich die Kinematik und Dynamik der Wellenausbreitung mit Hilfe der dynamischen Strahlenmethode modelliert. Anhand der ermittelten Wellenfeldinformationen werden aus den

schußsortierten und unskalierten Eingabedaten durch mehrfaches Diffraktionsstapeln das TA-Signal und die lokale Neigung extrahiert. Letztere bestimmt die Lage der Schattengrenze und legt damit die Lokation des Phasenwechsels und die dynamische Korrektur des CFP-Summationsoperators fest. Dessen Anwendung liefert schließlich das CFP-Signal. Liegt der Analysepunkt  $M$  auf einem kontinuierlichen Reflektor, so stellt das TA-Signal das Reflexionsvermögen bei  $M$  dar und das CFP-Summationsresultat ist nahezu verschwindend. Liegt  $M$  auf einem Diffraktionspunkt, so liefert die CFP-Migration einen starken Amplitudenwert, das TA-Ergebnis dagegen ist reduziert. In allen anderen Fällen ergeben beide Methoden vernachlässigbare Amplitudenwerte. TA- und CFP-Signal stellen daher komplementäre Informationen über die Untergrundstrukturen dar. Beide Methoden ergänzen sich, indem sie unterschiedliche Strukturen ohne Vorgabe von Neigung oder Krümmung entsprechend ihrem Erscheinungsbild in reflexionsseismischen Daten erkennen und abbilden. Sowohl bei der erweiterten Form der TA-Gewichtsfunktion als auch beim CFP-Korrekturoperator wurde eine vollständige dynamische Kompensation der modellierten Ausbreitungsverluste im vorgegebenen Makromodell berücksichtigt. Bei Vorliegen eines hinreichend exakten Makromodells wird damit die Möglichkeit geschaffen, ein amplitudengetreues Untergrundabbild zu erstellen, in welchem der Einfluß von Transmissions- oder Dämpfungseffekten im Oberbau eliminiert wurde.

In diesem Ergebnis drückt sich der interessante Dualismus zwischen Reflexion und Diffraktion aus. Die Kinematik von Reflexionseinsätzen ist sehr sensibel bezüglich der Geometrie der Untergrundstrukturen. Diese Unbekannte kann jedoch, quasi durch Abtasten aller möglichen Neigungen beim Diffraktionsstapeln, bestimmt werden. Bei der Diffraktion ist die punktförmige Geometrie der Struktur vorgegeben, die Kinematik reagiert daher nicht auf Veränderungen in der Umgebung des Diffraktors. Diese kinematische Stabilität wird jedoch mit der Unsicherheit über die Richtung der gestreuten Energie erkauft, so daß die Dynamik von Diffraktionen dadurch zur Unbekannten wird. Verbindet man beide Abhängigkeiten durch die Kenntnis über den ursächlichen Zusammenhang von Diffraktor und Reflektor im Untergrund, welche sich in der tangentialen Verbindung und dynamischen Ergänzung von Reflexions- und Diffraktionswellenfeld manifestiert, so kann eine dieser Unbekannten eliminiert werden. Bei der CFP-Migration geschah dies durch die Neigungsbestimmung über die doppelte Diffraktionsstapelung im Gesamtwellenfeld.

Ein umgekehrtes Konzept wäre die Untersuchung der Dynamik der Diffraktionen, um Aussagen über die lokale Neigung zu machen. Eine derartige Analyse wird im anschließenden Abschnitt vorgestellt. Neben der Verbindung von Reflexionslaufzeiten und Amplitudenverhalten der Diffraktionen über die Untergrundstruktur, leitet sich eine weitere Beziehung zwischen Reflexion und Diffraktion bezüglich der Geschwindigkeitsverteilung im Oberbau ab. Die korrekte Abbildung von Strukturen in der Tiefe erfordert die Kenntnis der Geschwindigkeiten im durchschallten Medium. Während die unbekante

Geometrie bei der Analyse von Reflexionen zu einer Zweideutigkeit über Geschwindigkeitsverteilung und Tiefenlage führt, ist sie bei Diffraktionen nach ihrer Detektion als solche bereits eliminiert. Das vormalige Reflexionsproblem wurde quasi zu einem Transmissionsproblem reduziert. Dies begründet wesentliche Vorzüge des diffraktierten Wellenfeldes für die Bestimmung der Migrationsgeschwindigkeiten  $v_{mig}$ . Bei Reflexionen resultieren falsche Geschwindigkeiten in einer falschen Abbildung der Reflektorgeometrie, welche aber als solche oft nicht direkt zu erkennen ist. Durch die Festlegung der Punktgeometrie des Diffraktors sind falsche Geschwindigkeiten dagegen anhand von Migrationssmiles, d.h.  $v_{mig}$  zu groß, oder unvollständig kollabierten Diffraktionsästen, d.h.  $v_{mig}$  zu klein, zu detektieren.

Bekannte Fokussierungsanalysen, welche die optimale Migrationsgeschwindigkeit anhand der Wellenfeldkonzentration in einem Punkt abschätzen, bedienen sich der Mehrfachüberdeckung des Reflektors durch aufeinanderfolgende Schußfamilien (Al-Yahya, 1989). Es treten aber trotzdem Probleme bei geneigten oder komplexen Strukturen aufgrund der Geschwindigkeits-Tiefen-Unsicherheit auf. Dieses Problem wird entweder durch die Migration der Fokussierungsdaten zu lösen versucht (Audebert, 1993) oder durch zusätzliche Kriterien, die die Zuverlässigkeit der Fokussierungsdaten einzuschätzen helfen (MacKay und Abma, 1993). Diffraktierte Energie wird zwar bei diesen Analysen automatisch berücksichtigt, wegen des Phasenverhaltens liefern sie aber keinen nennenswerten Beitrag zur Amplitude. Sie sind somit in den üblichen Fokussierungstafeln ohne großen Nutzen.

Durch die explizite Berücksichtigung des charakteristischen Phasenverhaltens einerseits und die Inanspruchnahme der kinematischen Eigenschaften von Diffraktionen andererseits können diffraktierte Wellenfelder in ähnlicher Weise untersucht werden. Diese neue Art der Fokussierungsanalyse, die speziell auf Diffraktionen zugeschnitten ist, wird im anschließenden Abschnitt vorgestellt.

### 4.3 Fokussierungsanalysen

Zur vollständigen Analyse des Informationsgehaltes diffraktierter Wellenfelder gehört die Untersuchung der Dynamik und Kinematik hinsichtlich der vorausgesetzten Modellparameter. Sowohl bei der Modellierung als auch bei der Migration wurde von einem vorgegeben Makromodell ausgegangen. Dessen Struktur und Geschwindigkeitsverteilung soll anhand des diffraktierten Wellenfeldes überprüft werden.

Die Bestimmung oder Verifizierung der Geschwindigkeitsverteilung ist ein Hauptproblem in der Reflexionsseismik, welches mit sogenannten Fokussierungsanalysen (*depth-focusing analysis*) des reflektierten Wellenfeldes versucht wird zu lösen (Jeannot et al., 1986). Dies geschieht durch den Vergleich der Fokussierungstiefe, welche sich durch maximale Fokussierung der Energie auszeichnet, mit der tatsächlich bei der Migration erzielten Abbildungstiefe. Aus der Differenz der beiden Tiefenwerte (= *depth-focusing error*) kann eine neue verbesserte Migrationsgeschwindigkeit abgeschätzt werden. Die iterative Durchführung dieser Methode, ausgehend von der Geschwindigkeitsanalyse in der obersten Schicht sukzessive nach unten, ermöglicht somit die Erstellung eines kompletten Makrogeschwindigkeitsmodells.

Da das reflektierte Wellenfeld im allgemeinen den Hauptanteil am Gesamtwellenfeld darstellt, liegt es fern, mit Hilfe von Diffraktionen ein komplettes Makromodell erstellen zu wollen. In Störzonen, wo das diffraktierte Wellenfeld stärker vertreten ist und die üblichen Fokussierungsanalysen aufgrund fehlender kontinuierlicher Reflexionen zu Fehlinterpretationen führen können, bieten jedoch gezielte Analysen der diffraktionsspezifischen Charakteristika eine weitere Möglichkeit, zusätzliche Informationen über Struktur und Geschwindigkeitsverteilung im Oberbau zu erhalten. Zwei Arten von speziell auf Diffraktionen ausgerichteten Fokussierungsanalysen wurden dazu entwickelt: Die erste untersucht die dynamischen Eigenschaften und läßt Rückschlüsse auf die lokale Neigung am Diffraktionspunkt zu, die zweite analysiert die Kinematik hinsichtlich der Geschwindigkeitsstruktur.

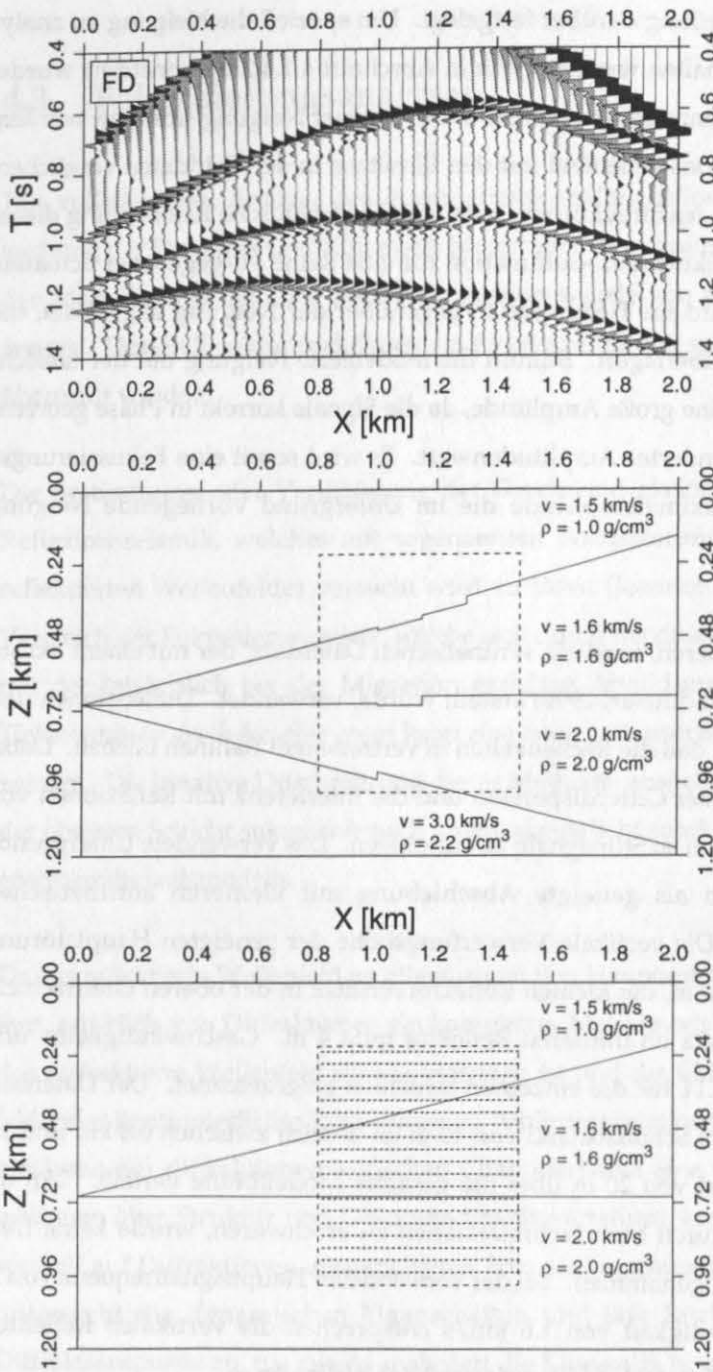
#### 4.3.1 Neigungsanalyse mit Hilfe der Dynamik von Diffraktionen

Das Amplitudenverhalten von Diffraktionen wird maßgeblich durch die Lage der geometrischen Schattengrenze  $\bar{x}_B$  bestimmt. In diesem Bereich liegt sowohl der charakteristische Phasenwechsel als auch das Maximum der Amplitude.  $\bar{x}_B$  wird durch die Neigung in der Umgebung des Diffraktions-

punktes und die Geschwindigkeitsverteilung darüber festgelegt. Um speziell die Neigung zu analysieren, soll jedoch letztere konstant gehalten werden. Wie in Abschnitt 4.1.4.2 demonstriert wurde, können durch Variation der Schattengrenze Strukturen mit verschiedener Neigung simuliert werden. Wird das daraus resultierende Diffraktionswellenfeld mit den Einsätzen in den Felddaten verglichen, so sind Rückschlüsse über die Struktur des Streukörpers möglich. Die technische Realisierung dieses Vergleichs erfolgt durch die CFP-Korrektur und -Summation für eine Reihe vorgegebener Schattengrenzwinkel. Das erzielte Resultat wird im Tiefenbereich gegenüber der Neigung abgebildet, die Ergebnisse der Einzelschüsse werden überlagert. Stimmt die modellierte Neigung mit der tatsächlichen überein, ergibt die Summation eine große Amplitude, da die Signale korrekt in Phase gebracht wurden; ansonsten resultiert ein verminderter Amplitudenwert. Es wird somit eine Fokussierungstafel erstellt, auf der anhand der Maximalamplitude die im Untergrund vorliegende Neigung abgelesen werden kann.

Um diese Analysetechnik zu demonstrieren, wird ein synthetischen Datensatz, der mit einem akustischen FD-Modellierungsprogramm (Sandmeier, 1990) erstellt wurde, verwendet. Dimensionen und Gitterabstände wurden derart gewählt, daß die Rechenzeiten in vertretbarem Rahmen blieben. Dabei wurde bewußt das Auftreten von leichter Gitterdispersion und die Interferenz mit Reflexionen von den Modellseiten in Kauf genommen, um so Störsignale zu simulieren. Das verwendete Untergrundmodell (Abb. 4.14) kann geologisch als geneigte Abschiebung mit kleineren antithetischen Verwerfungen interpretiert werden. Die vertikale Verwerfungshöhe der geneigten Hauptstörung beträgt an allen drei Grenzschichten 20 m, die kleinen Reflektorversätze in der oberen Grenzschicht betragen 8 m und der minimale Versatz im mittleren Reflektor mißt 4 m. Geschwindigkeits- und Dichteverteilung sind in Abbildung 4.14 für die einzelnen Schichten eingezeichnet. Der Datensatz besteht aus 11 Schußfamilien mit einem Schußabstand von 40 m im Bereich zwischen 0.8 km und 1.2 km. Die Aufnehmer sind im Abstand von 20 m über die gesamte Modellbreite verteilt. Um die Interpretation der Ergebnisse nicht durch Mehrfachreflexionen zu erschweren, wurde keine freie Oberfläche bei der FD-Modellierung angenommen. Bei der verwendeten Hauptfrequenz von 20 Hz und einer Ausbreitungsgeschwindigkeit von 1.6 km/s entsprechen die vertikalen Reflektorversätze jeweils einem Viertel, einem Zehntel bzw. Zwanzigstel der Wellenlänge.

Zunächst wurde der Datensatz mit beiden Migrationsmethoden migriert. Verwendet wurde ein einfaches Makromodell (Abb. 4.14 unten), das die beiden oberen Grenzschichten mit korrekten Geschwindigkeitskontrasten, jedoch bei ungestörter Lagerung, enthält. Die vertikale Migrationsschrittweite beträgt 40 m, die horizontale entspricht dem Spurabstand der Eingabedaten von 20 m.



**Abbildung 4.14:** Synthetisches Modell einer synrift Abschiebung.

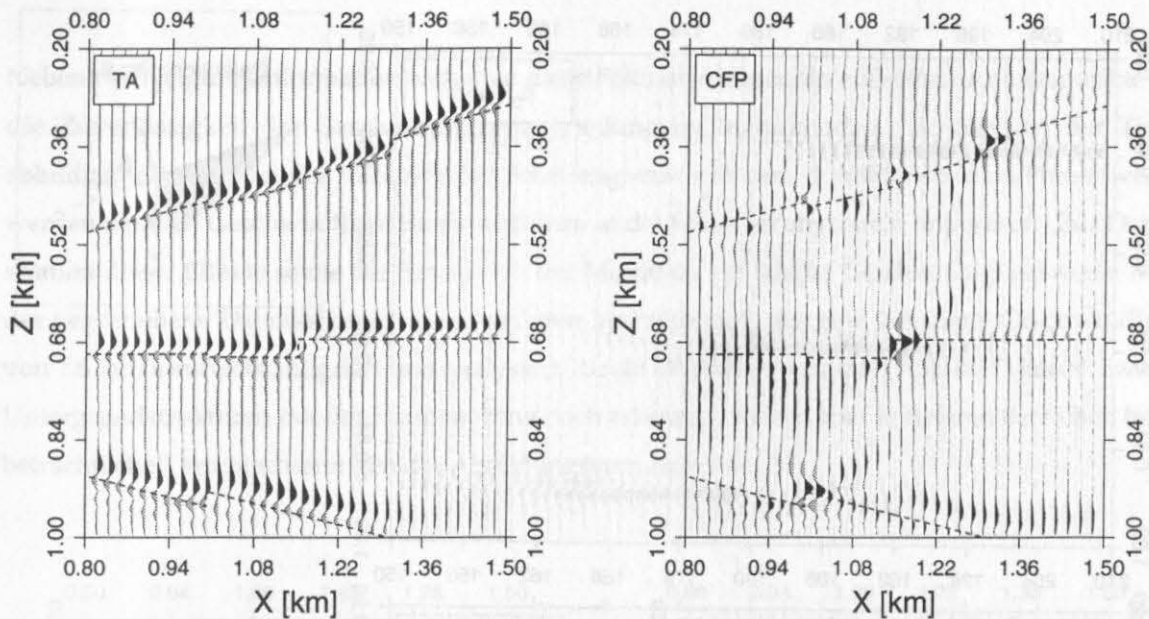
**Oben:** eine der 11 FD-modellierten Schußfamilien, die als Eingabedaten dienen. Quellposition bei 1.0 km; nur jede zweite Spur dargestellt.

**Mitte:** Untergrundmodell, welches zur Erstellung des synthetischen Datensatzes verwendet wurde. Der gestrichelt eingerahmte Bereich soll abgebildet werden.

**Unten:** Zur Migration verwendetes Makromodell mit eingezeichnetem Analysebereich und dem zum Diffraktionsschießen verwendeten Schußgitter (gepunktet):  $\Delta x = 25 \text{ m}$ ,  $\Delta z = 40 \text{ m}$ .

Das Ergebnis der TA-Migration (Abb. 4.15 links) zeigt deutlich die drei Grenzschicht mit den Reflektorversätzen an der Hauptverwerfung. Der obere Reflektor weist zudem zwei kleinere Unebenheiten auf. Vergleichen wir dazu das Resultat der CFP-Migration (Abb. 4.15 rechts): Die Diffraktionspunkte der Hauptstörung wurden direkt abgebildet und sind klar als starke Signale bei 1.0 km, 1.16 km und 1.3 km erkennbar. Die Reflektorundulationen in der oberen Grenzschicht können anhand der isolierten Amplituden bei 1.0 km und 1.16 km als Diffraktionsstrukturen identifiziert werden. Die

minimale Verwerfung in der Größenordnung von einem Zwanzigstel der Wellenlänge bei 1.0 km in 0.7 km Tiefe ist jedoch auch hier nicht erkennbar. Bei der Vorstellung dieser CFP-Sektion soll noch einmal darauf hingewiesen werden, daß keinerlei Information über die Neigungen der gesuchten Strukturen vorgegeben worden ist, sondern diese automatisch über die doppelte Diffraktionsstapelung aus den Eingabedaten bestimmt wurden.

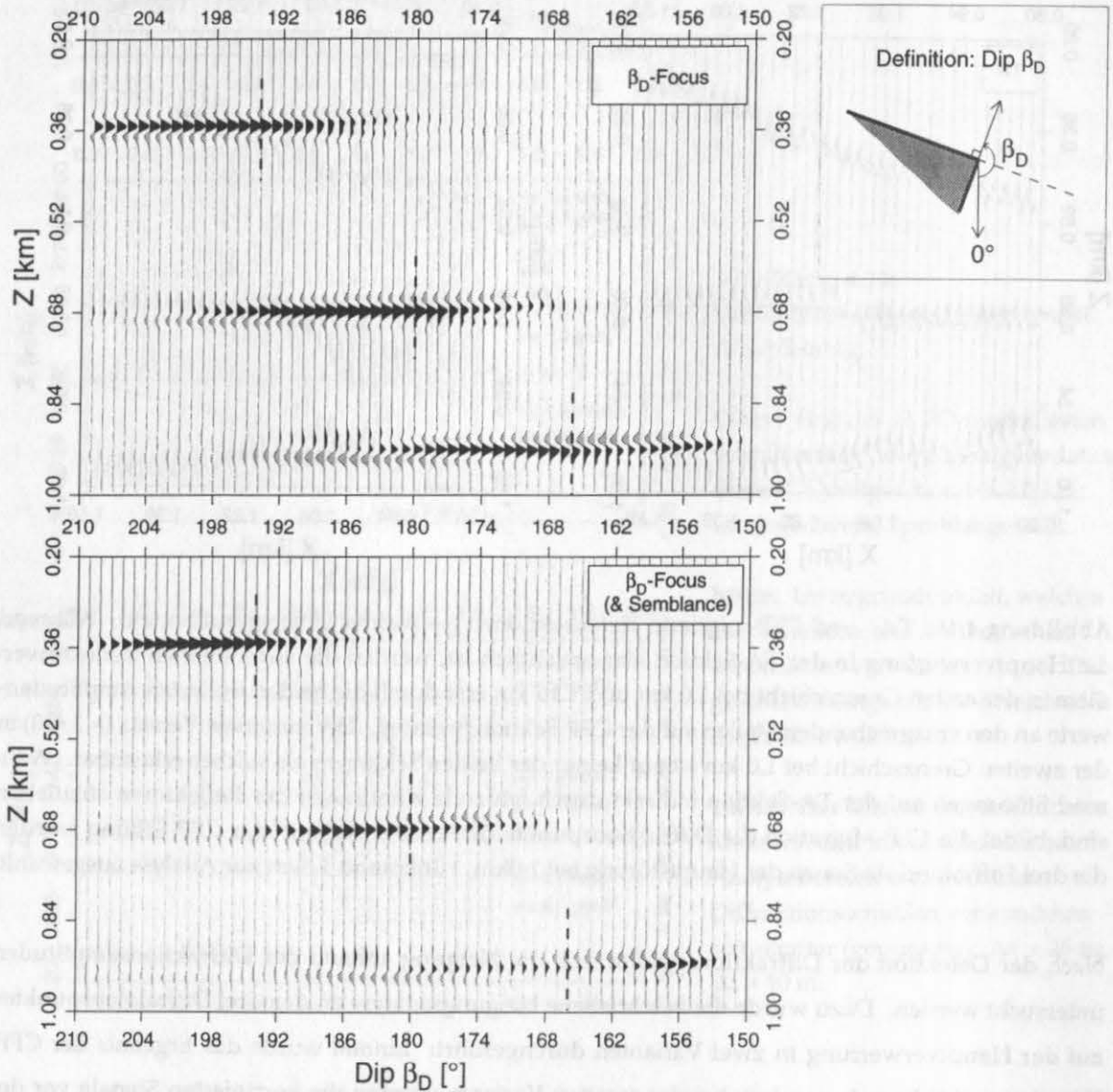


**Abbildung 4.15:** TA- und CFP-migrierte Tiefensektionen (--- wahres Untergrundmodell). Während die Hauptverwerfung in der TA-Sektion klar ersichtlich ist, werden die angedeuteten Reflektorversätze in der ersten Grenzschicht bei 1.0 km und 1.16 km erst durch die beiden isolierten Amplitudenwerte an den entsprechenden Stellen auf der CFP-Sektion bestätigt. Der minimale Versatz ( $\approx \lambda/20$ ) in der zweiten Grenzschicht bei 1.0 km ist auf keiner der beiden Sektionen als solcher erkennbar. Während Störungen auf der TA-Sektion indirekt durch fehlende Kontinuität der Reflektoren abzuleiten sind, bildet die CFP-Migration die Diffraktionspunkte direkt ab. Anhand der CFP-Sektion wurden die drei Diffraktorlokationen der Hauptstörung bei 1.0 km, 1.16 km und 1.3 km zur Analyse ausgewählt.

Nach der Detektion der Diffraktionspunkte, soll die Neigung anhand der Diffraktionsamplituden untersucht werden. Dazu wurde die beschriebene Neigungsanalyse an den drei Diffraktionspunkten auf der Hauptverwerfung in zwei Varianten durchgeführt: Einmal wurde das Ergebnis der CFP-Korrektur schlicht aufsummiert; bei der zweiten Variante wurden die korrigierten Signale vor der Summation mit einem Semblance-Wert gewichtet. Die Semblance-Berechnungen wurden hierzu für jeden Zeitschritt (sample) der analytischen Signale (Taner et al., 1979) gesondert durchgeführt.

Die resultierenden Fokussierungstafeln im Tiefenbereich stellen das CFP-Migrationsergebnis in Abhängigkeit von der vorgegebenen Neigung dar (Abb. 4.16). Zwar stimmt die Lage der Amplitudenmaxima nur näherungsweise mit den im Originalmodell vorhandenen Neigungen (gestrichelt

eingezeichnet) überein, der allgemeine Trend der Variation mit der Tiefe ist jedoch klar anhand der relativen Lage der abgebildeten Diffraktionsenergie zu erkennen. Wie zu erwarten nimmt die Sensitivität der Neigungsanalyse von oben nach unten ab, wobei beim unteren Reflektor wegen der zeitlich begrenzten Spurlänge auf 1.4 s bereits Randeﬀekte auftreten. Die Verteilung der Energie sagt zudem aus, wie empfindlich die CFP-Migration auf mögliche Fehler bei der Neigungsbestimmung reagieren

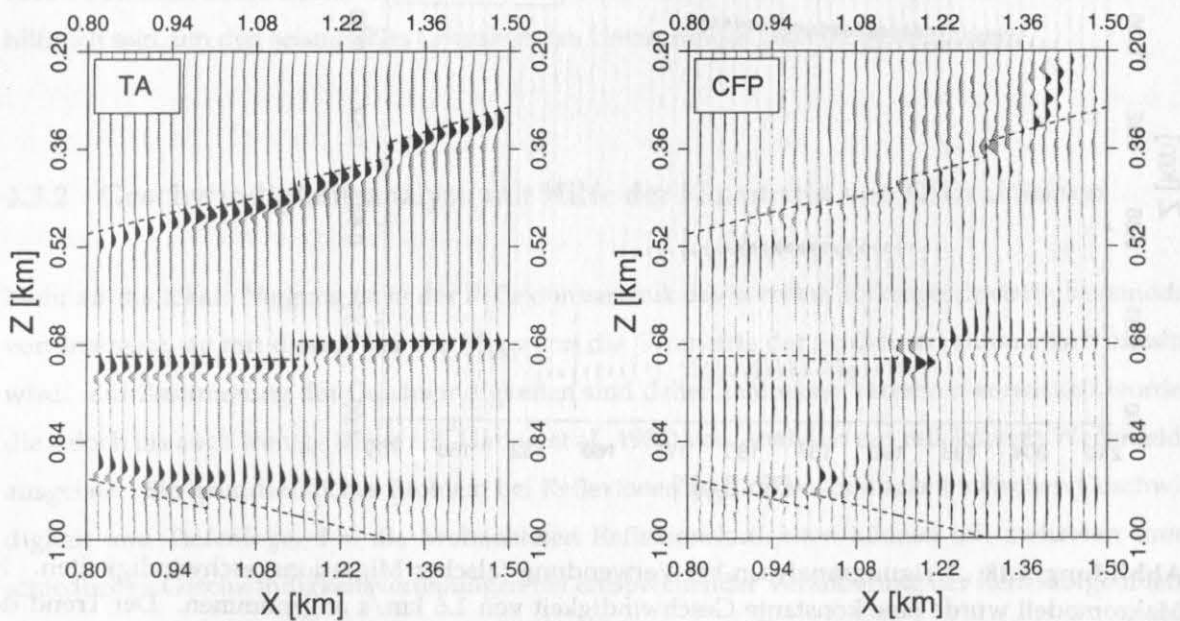


**Abbildung 4.16:** Fokussierungstafeln zur Neigungsbestimmung aus der Dynamik der Diffraktionen. Analysiert wurden die drei Diffraktorlokationen der Hauptstörung, welche anhand der CFP-migrierten Sektion identifiziert wurden. Die durch die Amplitudenmaxima markierten Neigungen stimmen näherungsweise mit den im Modell vorgegebenen Neigungen (gestrichelt eingezeichnet) überein. **Oben:** ohne Semblance-Gewichtung. **Unten:** mit Semblance-Gewichtung. Der Vergleich beider Varianten zeigt nur eine geringe Verbesserung des Auflösungsvermögens bei der zusätzlichen Semblance-Gewichtung.



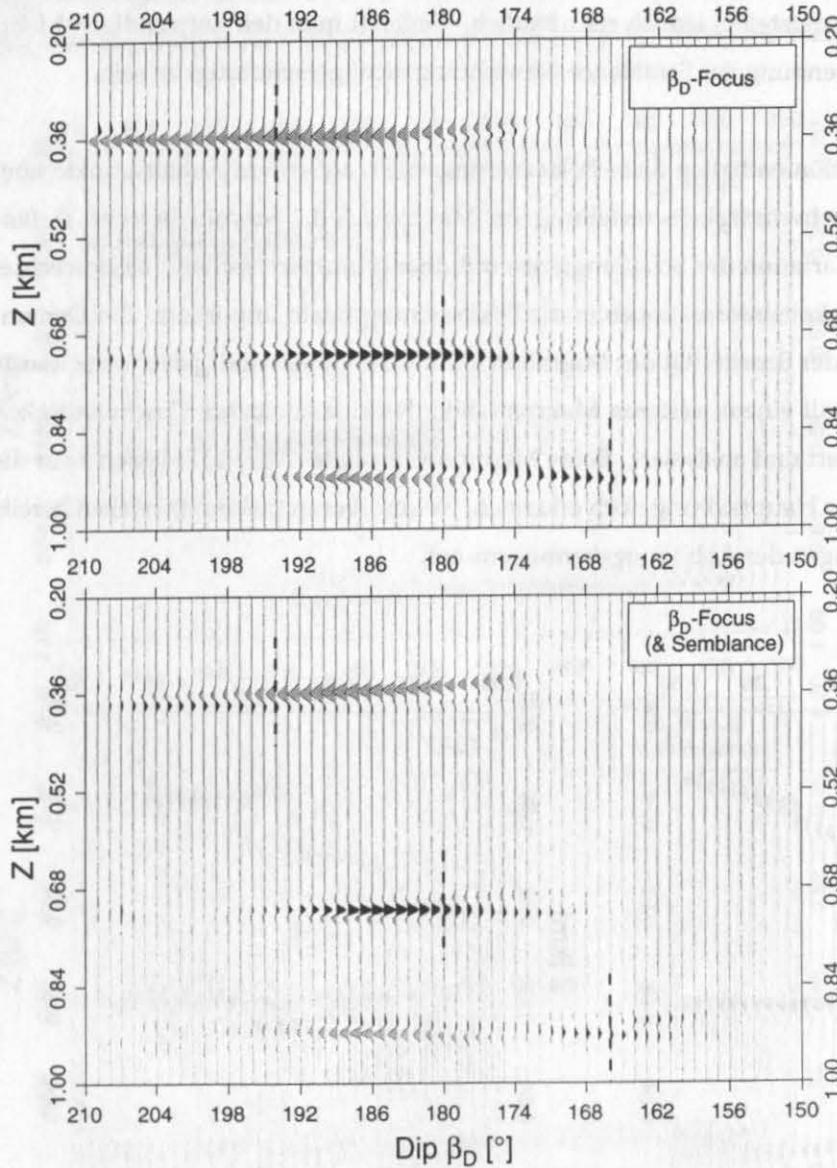
würde. Wenngleich das Auflösungsvermögen dieser Art von Neigungsanalyse relativ limitiert erscheint, so zeigt es gleichzeitig die Robustheit der CFP-Migration gegenüber Ungenauigkeiten in der Neigung. Der Vergleich beider Varianten deutet eine leicht verbesserte Auflösung der Parameter bei Verwendung der Semblance-Gewichtung an (Abb. 4.16; oberer Reflektor). Abgesehen davon ist das Gesamtbild beider Fokussierungstafeln jedoch sehr ähnlich. Bedenkt man den notwendigen Mehraufwand, so scheint die Verwendung der Semblance-Gewichtung nicht gerechtfertigt zu sein.

Neben der Neigungsinformation enthalten diese Fokussierungstafeln außerdem Anhaltspunkte über die Zuverlässigkeit der Geschwindigkeitsverteilung im Makromodell. Sowohl bei der Tiefenabbildung als auch bei der Variation der Schattengrenze mit dem charakteristischen Phasenwechsel werden nämlich Geschwindigkeitsinformationen in die Fokussierungstafeln importiert. Zur Demonstration dieser Effekte sowie der Sensitivität der Migration auf falsche Geschwindigkeitswerte wurde der beschriebene Datensatz mit einem weiteren Makromodell, das eine konstante Geschwindigkeit von 1.6 km/s aufweist, migriert und analysiert. Beide Migrationsresultate (Abb. 4.17) lassen zwar die Untergrundstrukturen mit der Hauptstörung noch erkennen, weisen aber in tieferen Bereichen bereits beträchtliche Verschlechterungen des Abbildungsvermögens auf.



**Abbildung 4.17:** TA- und CFP-Sektion bei Verwendung eines inkorrekten Makromodells. Datensatz und Migrationsparameter sind mit jenen in Abb. 4.15 dargestellten identisch. Die Migrationsgeschwindigkeit betrug im gesamten Modell konstant 1.6 km/s. Anhand dieser beiden Sektionen wurden die drei (verfälschten) Diffraktorlokationen der Hauptstörung bei 1.02 km, 1.18 km und 1.32 km zur weiteren Analyse ausgewählt. Das korrekte Untergrundmodell ist gestrichelt eingezeichnet.

Anhand dieser CFP-Sektion wurden die drei Diffraktionspunkte der Hauptstörung lokalisiert und zur Neigungsanalyse ausgewählt. Die resultierenden Fokussierungstafeln unter Verwendung des gleichen inkorrekten Makromodells sind in Abbildung 4.18 zu sehen.



**Abbildung 4.18:** Neigungsanalysen bei Verwendung falscher Migrationsgeschwindigkeiten. Im Makromodell wurde eine konstante Geschwindigkeit von 1.6 km/s angenommen. Der Trend der verschiedenen Neigungen ist auch hier noch zu erkennen, wobei die Semblance-Gewichtung (unten) wiederum eine leichte Verbesserung der Auflösung verspricht. Aufgrund der falschen Migrationsgeschwindigkeit treten Signalformverbreiterungen (oberer Diffraktor) und Phasenwechsel (unterer Diffraktor) auf.

Ist das Makrogeschwindigkeitsmodell korrekt, stimmt die Abbildungslokation eines Diffraktionspunktes bei allen Schüssen überein. Wird mit einer falschen Geschwindigkeit migriert, so werden die Ergebnisse je nach Schußentfernung an verschiedenen Untergrundpositionen abgebildet. Die Überlagerung der Ergebnisse in den Fokussierungstafeln gegenüber der Neigung kann daher zu einer Signalverzerrung führen (Abb. 4.18; oberer Diffraktor). Die Phasendrehung des CFP-Operators hat bei den Neigungsanalysen aber noch einen anderen interessanten Effekt zur Folge. Statt der Markierung der richtigen Neigung durch das Maximum der Amplitude, kann eine falsche Migrationsgeschwindigkeit starke Phasendrehungen in der Fokussierungstafel hervorrufen (Abb. 4.18; unterer Diffraktor). Der Grund dafür ist die zu große oder zu kleine Krümmung der berechneten Diffraktionslaufzeitkurve.

Das vorgestellte Beispiel zeigt, daß derartige Neigungsanalysen imstande sind, qualitative Informationen zu liefern, die Sensitivität jedoch für qualitative Aussagen zu gering ist. Zudem trifft Einwand, daß die vorherrschende Neigung wesentlich einfacher aus dem reflektierten Wellenfeld extrahiert werden kann, in vielen Bereichen der Reflexionsseismik zu. In speziellen Untersuchungsgebieten, wie z.B. der kontinentalen Unterkruste, wo vor allem diffraktierende Elemente dominieren, vermag es aber auch das konventionelle Konzept der Reflexionsseismik vielerorts nicht, eindeutig interpretierbare Strukturen abzubilden. In diesen Fällen könnte diese neue Zusatzinformation möglicherweise hilfreich sein, um den seismischen Charakter des Untergrundes genauer zu definieren.

#### 4.3.2 Geschwindigkeitsanalyse mit Hilfe der Kinematik von Diffraktionen

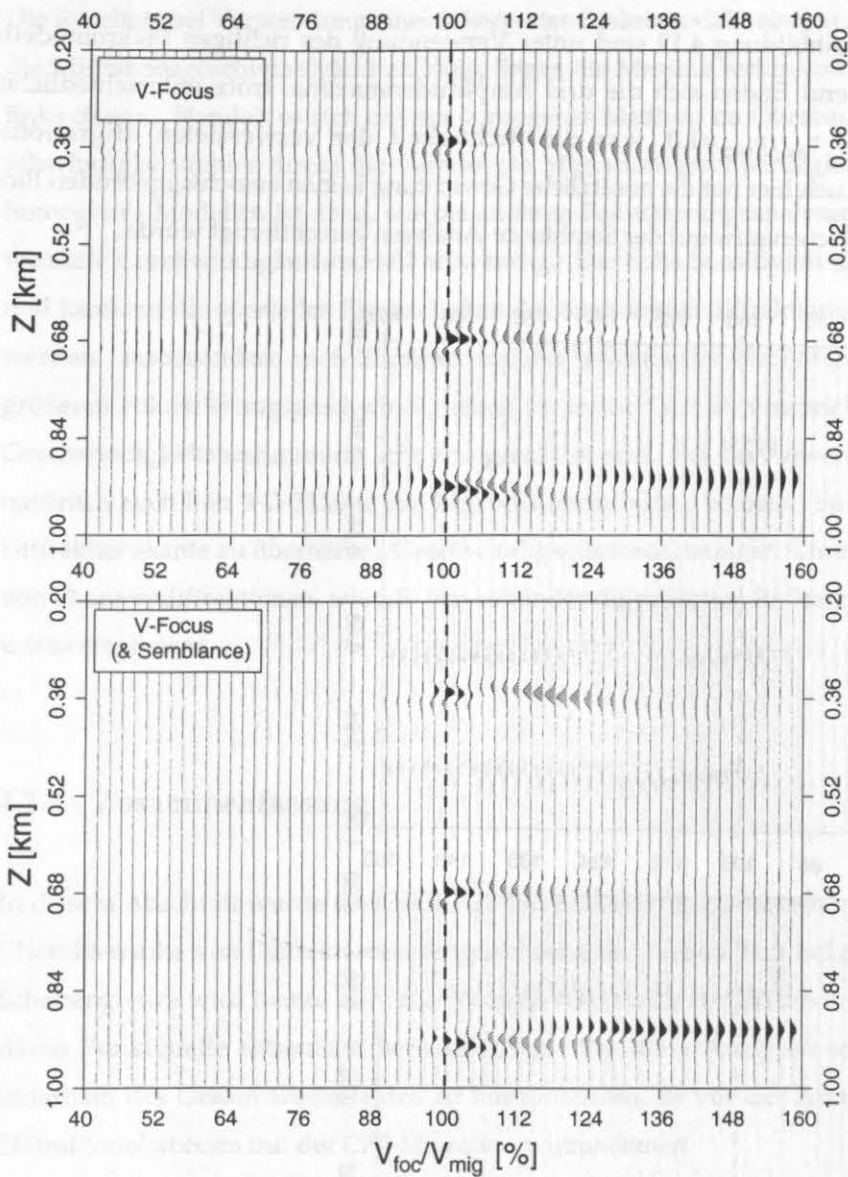
Mehr als die lokale Neigung ist in der Reflexionsseismik das korrekte Makrogeschwindigkeitsmodell von Interesse, da mit diesem bei der Migration die Geometrie der Strukturen automatisch erhalten wird. Zur Bestimmung der Geschwindigkeiten sind daher zahlreiche Verfahren entwickelt worden, die jedoch bis auch wenige (siehe z.B. Harlan et al., 1984) von Analysen des reflektierten Wellenfeldes ausgehen. Ein grundsätzliches Problem bei Reflexionen ist die Zweideutigkeit zwischen Geschwindigkeit und Tiefenlage, d.h. die beobachteten Reflexionslaufzeiten können mit mehreren unterschiedlichen Geschwindigkeitsverteilungen bei entsprechender Veränderung der Reflektorgeometrie erhalten werden. Bei Verwendung von Diffraktionen zur Geschwindigkeitsanalyse wird diese Ambiguität eliminiert, da die Kinematik von Diffraktionen unabhängig von der Streukörpergeometrie ist. Eine Analysemethode zur Ermittlung der optimalen Migrationsgeschwindigkeit aus Informationen des diffraktierten Wellenfeldes wurde daher entwickelt. Analog den Fokussierungsanalysen der Kirchhoff-Tiefenmigration bei Reflexionen (Jeannot und Berranger, 1994) werden verschiedene Migrationsgeschwindigkeiten durch Variation der Summationslaufzeitkurve simuliert und die

jeweiligen Stapelergebnisse gegenüber der Geschwindigkeit aufgetragen. Die korrekte Migrationsgeschwindigkeit führt zu einer maximalen Fokussierung der Energie, und ist daher anhand der Maximalamplitude abzulesen.

Im Gegensatz zu bekannten Geschwindigkeitsanalysen durch den Vergleich der Abbildungstiefe eines Reflexionspunktes in mehreren Schußfamilien (Al-Yahya, 1989), wird bei der hier beschriebenen Methode nur das von einem Diffraktionspunkt ausgehende Wellenfeld auf seine Krümmung hin untersucht. Dies ermöglicht die Geschwindigkeitsanalyse ohne eine Mehrfachüberdeckung des Untergrundes zu erfordern. Eine einzige Schußfamilie ist daher bereits ausreichend zur Fokussierungsanalyse.

Die Vorgehensweise ist ähnlich der bei der Neigungsanalyse. Nach Detektion und Lokalisierung mittels der CFP-migrierten Sektion werden die Diffraktoren als Analysepunkte ausgewählt und der Geschwindigkeitsanalyse unterzogen. Die Diffraktionslaufzeit wird im vorgegebenen Rahmen prozentual variiert, und die jeweiligen CFP-korrigierten Signale bei konstant gehaltener Schattenstrahl-laufzeit entlang der neuen Laufzeitkurven aufsummiert. Durch die Normierung der Variation auf die Laufzeit des "diffraktierten" Normalstrahls wird eine für alle Schüsse gültige Fokussierungsgeschwindigkeit errechnet, gegenüber der das Stapelergebnis aufgetragen wird. Die Neigung und die Schattenstrahl-laufzeit werden hierbei konstant gehalten, um die Hauptenergie nahe der Schattengrenze in der gleichen Tiefe abzubilden. Ohne diese Fixierung würden die Signale eines ausgewählten Analysepunktes bei verschiedenen Fokussierungsgeschwindigkeiten in lateraler und vertikaler Richtung aus dem Abbildungsbereich migrieren. Die Variationen bei der Diffraktionsantwortfunktion, welche durch die veränderten Laufzeiten verursacht werden, wurden hier nicht berücksichtigt, um die Interpretation der Fokussierungsanalysen nicht durch zusätzliche Faktoren zu erschweren.

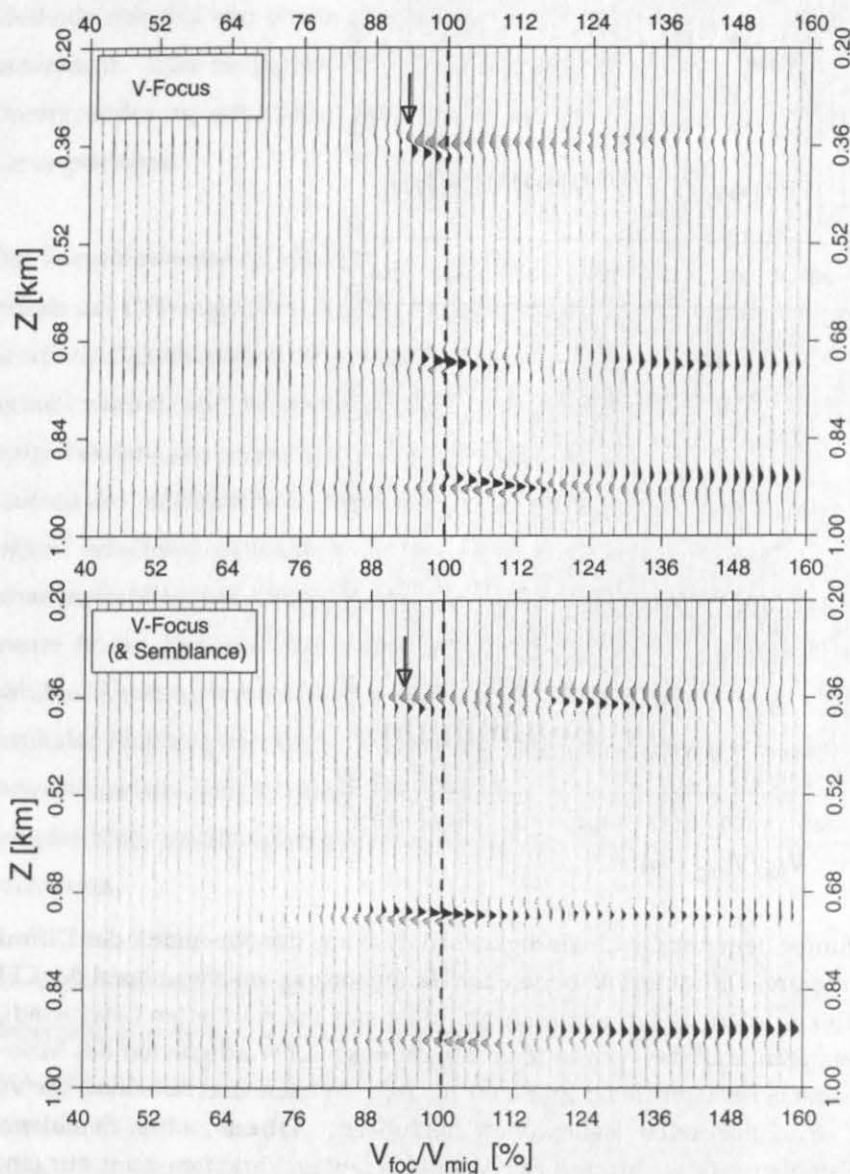
Die resultierende Fokussierungstafel im Tiefenbereich zeigt das CFP-Migrationsresultat bei Verwendung unterschiedlicher Laufzeitkurven (Abb. 4.19). Die Signale bei  $v_{\text{foc}}/v_{\text{mig}} = 1.0$  sind identisch mit den in der CFP-Sektion abgebildeten. Die Signale links oder rechts davon geben das zu erwartende Ergebnis bei einer entsprechend prozentualen Veränderung der Migrationsgeschwindigkeit wieder. Da Diffraktionslaufzeiten Kurven maximaler Konvexität (Sheriff, 1991) darstellen, ist bei Auftreten von mehreren Amplitudenmaxima das zur kleinsten Geschwindigkeit gehörende auszuwählen. Die weiteren Maxima bei höheren Geschwindigkeiten resultieren aus der Summation über die benachbarten Reflexionseinsätze mit geringerer Krümmung.



**Abbildung 4.19:** Fokussierungstafeln zur Geschwindigkeitsanalyse aus der Kinematik der Diffraktionen. Analysiert wurden die drei Diffraktorlokationen der Hauptstörung, welche anhand der CFP-Sektion (Abb. 4.15) ausgewählt wurden. Die durch die Amplitudenmaxima markierten Geschwindigkeiten bei  $v_{foc}/v_{mig} = 1.0$  bestätigen, daß die verwendeten Migrationsgeschwindigkeiten des Makromodells zutreffen. Die Maxima bei entsprechend größeren  $v_{foc}/v_{mig}$ -Werten sind Artefakte, die von den an die Diffraktionen anschließenden Reflexionen herrühren. **Oben:** ohne Semblance-Gewichtung. **Unten:** mit Semblance-Gewichtung. Der Vergleich beider Varianten zeigt nur einen geringe Verbesserung des Auflösungsvermögens bei der Semblance-Gewichtung. Die Lage der Maxima bleibt nahezu konstant.

Als Beispiel wurden wiederum das bereits bei der Neigungsanalyse benutzte Untergrundmodell und der zugehörige synthetische Datensatz verwendet. Wie bei der Neigungsbestimmung wird hierbei ebenfalls das Ergebnis der einfachen Stapelung mit einer semblance-gewichteten Variante verglichen.

Die Fokussierungstafeln in Abbildung 4.19 sind unter Verwendung des richtigen Makromodells erstellt worden. Entsprechend finden sich die drei Amplitudenmaxima, trotz unterschiedlicher Geschwindigkeitswerte, bei  $v_{\text{foc}}/v_{\text{mig}}=1.0$ , was die Richtigkeit der verwendeten Migrationsgeschwindigkeit bestätigt. Auch hier hat die zusätzliche Gewichtung keinen ausschlaggebenden Einfluß, so daß der zusätzliche Rechenaufwand der Semblance-Analysen gerechtfertigt würde.



**Abbildung 4.20:** Fokussierungstafel zur Geschwindigkeitsbestimmung bei Verwendung einer falschen Migrationsgeschwindigkeit von 1.6 km/s. Die Amplitudenmaxima deuten eine zu hohe Geschwindigkeit für den oberen Diffraktor und eine zu kleine für den unteren an. Die beobachteten Trends stimmen gut mit dem tatsächliche Untergrundmodell mit Intervallgeschwindigkeiten von 1.5 km/s, 1.6 km/s und 2.0 km/s für die oberen drei Schichten überein (Abb. 4.14). Nur für den oberen Diffraktor erlaubt diese Art der Analyse, d.h. ohne Rückgriff auf das verwendete Makromodell, eine qualitative Aussage (der theoretisch erwartete Wert ist hier durch einen Pfeil markiert).

Die Resultate bei Verwendung eines inkorrekten Makromodells sind in Abbildung 4.20 dargestellt. Ist die Migrationsgeschwindigkeit zu klein, liegen die Maxima rechts von 1.0, und im umgekehrten Fall links davon. Handelt es sich um ein homogenes Medium im Oberbau, kann aus dem relativen Geschwindigkeitsfehler direkt die verbesserte Migrationsgeschwindigkeit bestimmt werden. Bei inhomogenen Modellen ist dazu, wie bei anderen Fokussierungsanalysen auch, das zur Migration verwendete Geschwindigkeitsmodell notwendig. Die hohe Sensitivität der Analysen ist überraschend und kann auf die speziellen Eigenschaften des analysierten diffraktierten Wellenfeldes zurückgeführt werden. Insbesondere nach Eliminierung des reflektierten Wellenfeldes, das für die Artefakte bei größeren Fokussierungsgeschwindigkeiten verantwortlich ist, verspricht der vorgestellte Ansatz zur Geschwindigkeitsbestimmung sehr erfolgreich zu sein. Bei der Anwendung auf reale Daten werden natürlich auch hier 3-D Effekte das Ergebnis beeinflussen können. So werden Auslagen schräg zur Diffraktionskante zu überhöhten Geschwindigkeitsabschätzungen führen, und die fälschliche Analyse von Phantomdiffraktionen, wie z.B. von sekundär diffraktierten Reflexionen, zu geringe Geschwindigkeitswerte liefern.

### 4.3.3 Zusammenfassung

In diesem Abschnitt wurde eine neue Art von Fokussierungsanalysen vorgestellt, die speziell auf die Charakteristika von Diffraktionen ausgerichtet sind. Neben dem bekannten Phasenwechsel an der Schattengrenze wird hierzu auch die spezielle Kinematik von Diffraktionen, welche der einer sekundären Punktquelle entspricht, berücksichtigt. Um diese Analysen selektiv nur auf Diffraktionen innerhalb des Gesamtwellenfeldes zu konzentrieren, ist vor der Analyse eine Identifizierung der Diffraktorlokationen mit der CFP-Migration vorzunehmen.

Die Neigungsanalysen liefern die strukturelle Neigung an der Diffraktionskante über Analysen der Dynamik von Diffraktion, die Geschwindigkeitsanalysen basieren auf Variationen der Kinematik. Während die Neigungsanalysen nur einen groben Trend wiederzugeben vermögen und zudem durch die robustere Neigungsbestimmungen mit Hilfe der doppelten Diffraktionsstapelung ersetzt werden kann, scheinen die Fokussierungstafeln der Geschwindigkeitsanalysen aufgrund des guten Auflösungsvermögens imstande zu sein, wertvolle Zusatzinformationen zu liefern. Die optionale Verwendung von Semblance-Gewichtsfunktionen konnte zwar teilweise das Auflösungsvermögen bei den gesuchten Parametern verbessern, der zusätzliche Rechenaufwand und mögliche Instabilitäten raten jedoch von der standardmäßigen Verwendung ab.

Die Aussagekräftigkeit der ermittelten Informationen wird durch die Tatsache in Frage gestellt, daß der für Diffraktionen ausschlaggebende Phasenwechsel an der Schattengrenze im Interferenzbereich mit der Reflexion liegt. Diese schließt dort tangential an die Diffraktion an und kann das Ergebnis somit stark beeinflussen. Bei den Neigungsanalysen ist dies sicher ein Hauptgrund für das schwache Auflösungsvermögen, die Geschwindigkeitsanalysen dagegen scheinen davon unberührt zu sein. Generell ließen sich wesentlich detailliertere Analysen realisieren, wenn das reflektierte Wellenfeld mit geeigneten Methoden (siehe z.B. Harlan et al., 1984) vorher entfernt würde. Ob diese Fokussierungsanalysen in Medien, die als vornehmlich diffraktierend anzusehen sind, auch ohne vorangehende Wellenfeldseparation erfolgreich eingesetzt werden können, wäre ein weiteres Forschungsziel zukünftiger Arbeiten.

### 4.3 Zusammenfassung

In diesem Abschnitt wurde eine neue Methode zur Bestimmung der Phasenstruktur von Kristallen beschrieben. Die Methode beruht auf der Analyse der Diffraktionsintensitäten in Abhängigkeit von der Neigung des Kristalls. Durch die Verwendung von Neigungsanalysen wird es möglich, die Phasenstruktur von Kristallen zu bestimmen, die als vornehmlich diffraktierend anzusehen sind. Die Methode ist einfach zu handhaben und liefert sehr genaue Ergebnisse. Die Ergebnisse der Neigungsanalysen werden mit den Ergebnissen der Geschwindigkeitsanalysen verglichen. Die Ergebnisse zeigen, dass die Neigungsanalysen eine höhere Auflösung bieten als die Geschwindigkeitsanalysen. Die Methode ist für die Untersuchung von Kristallen mit einer Vielzahl von Kristallographen geeignet. Die Methode ist ein wichtiger Schritt zur Verbesserung der Phasenbestimmung von Kristallen. Die Methode ist ein wichtiger Schritt zur Verbesserung der Phasenbestimmung von Kristallen. Die Methode ist ein wichtiger Schritt zur Verbesserung der Phasenbestimmung von Kristallen.



## Kapitel 5

# Anwendungsbeispiele mit synthetischen Daten

In diesem Kapitel sind einige spezielle Anwendungsbeispiele mit synthetischen Datensätzen zusammengestellt. Es handelt sich dabei zum einen um besondere Diffraktionsstrukturen, die bei der Einführung der CFP-Migrationsmethode der Klarheit wegen zunächst nicht betrachtet wurden, und zum anderen um spezielle Daten- und Aufnahmekonfigurationen, anhand derer die Flexibilität der strahlengestützten Migrationsmethode demonstriert werden soll.

Der Spezialfall sekundärer Diffraktionsstrukturen im Oberbau wurde bei der Modellierung (Abschnitt 4.1.3) bereits angesprochen. Bei der Diffraktionsstapelung ergeben sich jedoch noch weitere Besonderheiten, die bei der automatischen Neigungsbestimmung und der TA-Migration zu berücksichtigen sind. Verursacht werden die Probleme dadurch, daß die Summationslaufzeitkurven der Diffraktionsstapelung und die Einsatzzeiten bei einer Ecke im Oberbau über weite Bereiche identisch sind und somit die Voraussetzung für die Anwendung der Methode der stationären Phase in der vorgestellten Form nicht erfüllt ist. Neben diesen problematischen Strukturen im Oberbau wird anhand eines weiteren Beispieldatensatzes das Abbildungsverhalten der CFP-Methode bei steilen Strukturen und bei einem abgelenkten Reflektor untersucht.

Obwohl bei der Modellierung nur Einsätze mit symmetrischen Strahlverläufen bezüglich Schuß- und Aufnehmerniveau zugelassen wurden, sind gewisse asymmetrische Aufnahmegeometrien durch die Korrektur der an der Oberfläche bestimmten Wellenfeldattribute dennoch in die Analyse integrierbar. Als Beispiel wird die Bearbeitung eines synthetischen OBH-Datensatzes (OBH = *ocean bottom hydrophone*), bei dem Quelle und Aufnehmer auf verschiedenen Niveaus liegen, vorgestellt. Sowohl die primär reflektierten und diffraktierten Einsätze als auch deren Oberflächenmultiplen können somit analysiert und abgebildet werden.

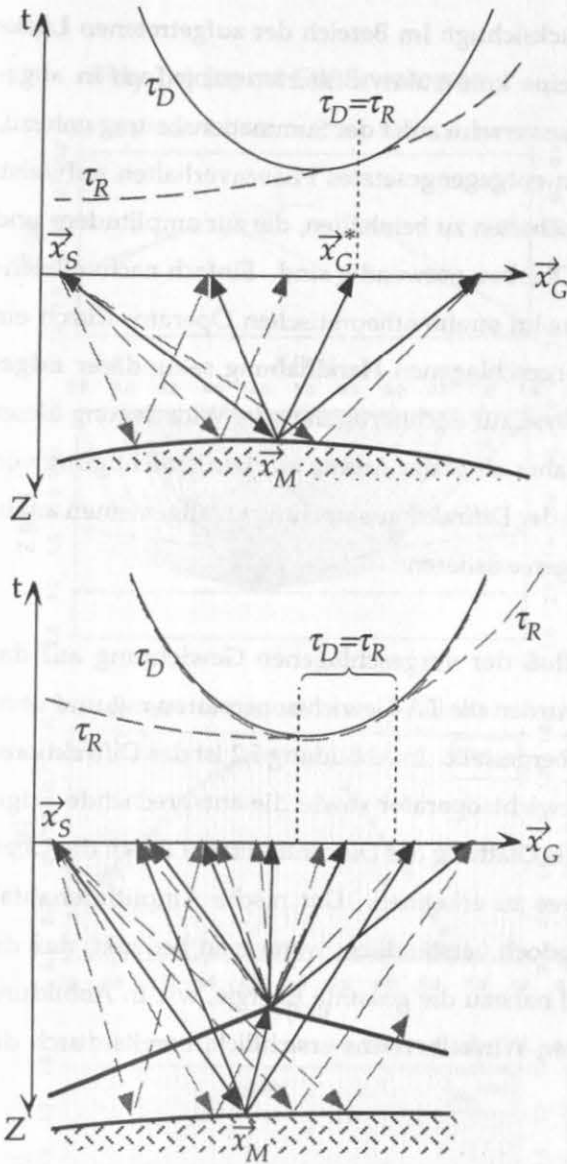
## 5.1 Besondere Diffraktionsstrukturen

### 5.1.1 Sekundäre Diffraktionen im Oberbau

Sowohl die Neigungsbestimmung als auch die TA-Migration beruhen auf der Methode der stationären Phase zur Auswertung der verwendeten Diffraktionsstapelung. Hierzu wird die Existenz eines einfachen stationären Punktes angenommen, bei dem die zweite Ableitung der Laufzeitdifferenz  $\tau_F$  nicht verschwindet (siehe Anhang B). Bei einem komplexen Oberbau mit Ecken oder Kanten ist diese Voraussetzung jedoch nicht gewährleistet, da die modellierte Diffraktionslaufzeitkurve, entlang der aufsummiert wird, mit der Laufzeitkurve der im Oberbau diffraktierten Einsätze zusammenfällt (Abb. 5.1). Es kann somit nicht mehr von einem einfachen stationären Punkt ausgegangen werden, für den die Methode der stationären Phase in der beschriebenen Weise gültig ist.

Würde eine Diffraktionsstapelung entlang der gesamten Laufzeitkurve  $\tau_D$  durchgeführt werden, so würde sich aufgrund der identischen Laufzeiten ein zu großer Wert ergeben. Um dies zu korrigieren, wäre folglich eine zusätzliche schwächere Gewichtung der im Oberbau diffraktierten Einsätze notwendig. Eine andere Möglichkeit besteht darin, die Summation nur auf die regulären Einsätze zu beschränken. In diesem Fall kann die Methode der stationären Phase für einen stationären Punkt am Ende des Integrationsbereichs (Anhang B.2, Gl. B.6) angewendet werden. Die entsprechenden Ergebnisse für die beiden Schattengrenzen, welche bei einer Ecke im Oberbau entstehen, sind separat auszuwerten und anschließend aufzaddieren. Das Gesamtergebnis würde jedoch nur ein korrektes Resultat, z.B. den Reflexionskoeffizienten, liefern, falls das Eingabeseismogramm ebenfalls nur "strahlentheoretisch reguläre" Einsätze aufweisen würde. Da aber derartige Wellenfelddiskontinuitäten unrealistisch sind und die Gesamtamplitude an der Schattengrenze jeweils bereits auf die Hälfte der strahlentheoretischen reduziert ist, ergibt sich ein zu geringer Wert. Die Herleitung einer entsprechenden Gewichtsfunktion für im Oberbau diffraktierte Einsätze scheint also unumgänglich. Theoretisches Werkzeug hierzu könnten Analysen der Integrationsergebnisse bei stationären Punkten höherer Ordnung bieten. Die dazu benötigten höheren Ableitungen könnten jedoch nicht durch bekannte Größen der beschriebenen Strahlenmethode ausgedrückt werden, da diese nur auf Termen zweiter Ordnung basiert.

Eine andere Methode zur Erstellung eines kontinuierlichen Summations- oder Gewichtsoperator wird im folgenden vorgeschlagen. Sie basiert auf den bekannten Eigenheiten der modellierten Edge-Wave-Diffraktionen. Ähnlich der Berechnung eines kontinuierlichen Gesamtwellenfeldes durch Überlagerung der strahlentheoretischen Lösung mit der der Edge-Waves, werden die Lücken im regulären



**Abbildung 5.1:** Diffractionsstapelung mit und ohne Diffractionsstruktur im Oberbau: Schematischer Verlauf von Reflexions- und Diffractionslaufzeit und zugehöriges Strahlendiagramm.

**Oben:** kein Diffraktor im Oberbau. Summationslaufzeitkurve  $\tau_D$  tangiert an einem Punkt die Reflexionslaufzeitkurve  $\tau_R$  ( $\vec{x}_G^*$  = einfacher stationärer Punkt).

**Unten:** Diffraktor im Oberbau. Summationslaufzeitkurve  $\tau_D$  und "Reflexions"-laufzeitkurve  $\tau_R$  stimmen in weitem Bereich überein (kein einfacher stationärer Punkt).

Summationsoperator (Abb. 5.2 rechts) durch die diffraktierten Einsätze bei zusätzlicher Gewichtung ergänzt. Als Gewichtungsfaktor wird dazu die "sekundäre" (im Gegensatz zu einem Diffraktor am Analysepunkt) Edge-Wave-Diffraktionsantwort der im Oberbau diffraktierten Strahlen  $d_{EW}^{sec}$  verwendet:

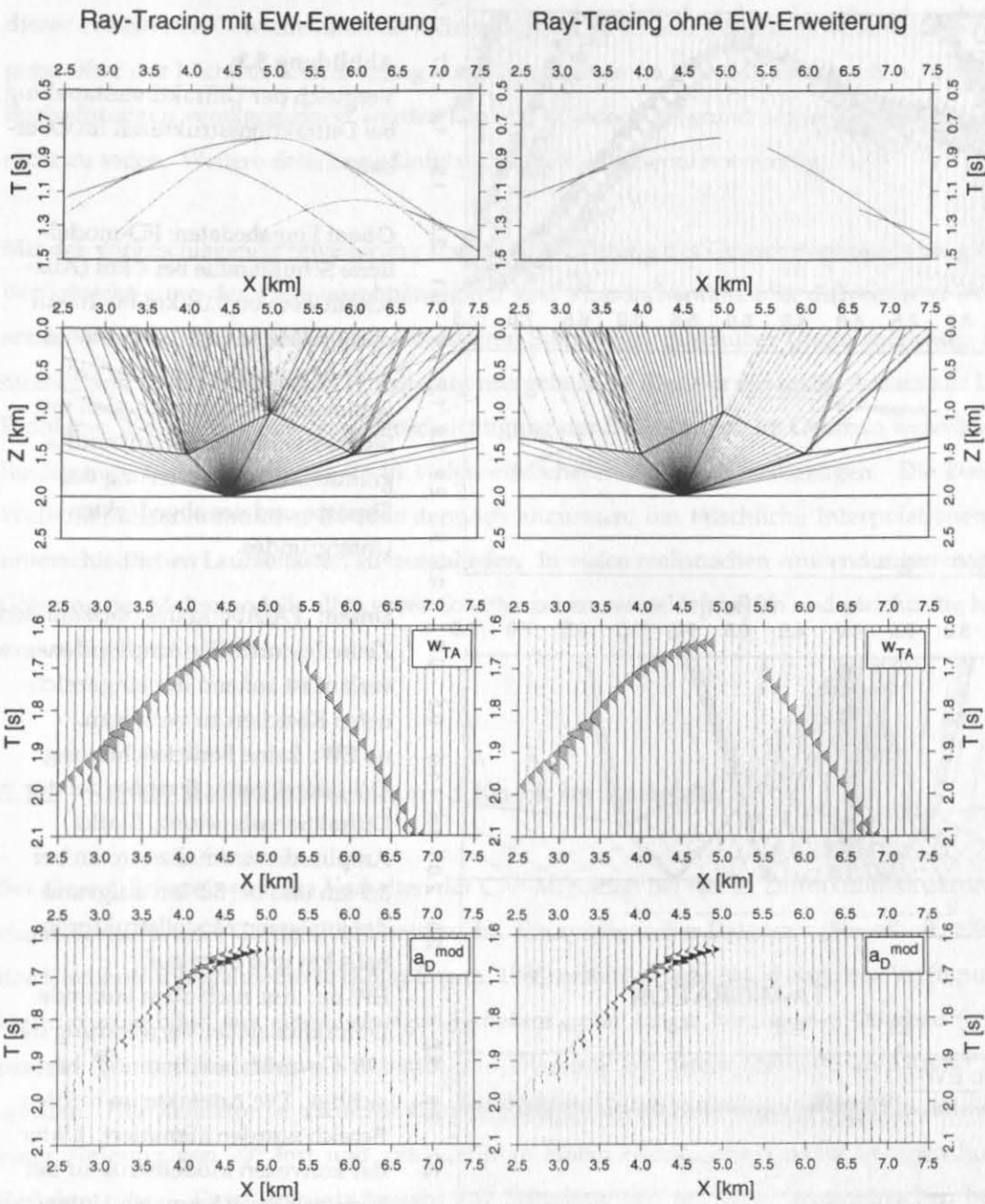
$$w_{TA}^{EW} = w_{TA} \cdot d_{EW}^{sec}. \tag{5.1}$$

Diese Superposition gewährleistet einen "glatten" Übergang an den aufgetretenen Diskontinuitäten des regulären Gewichtsoperators. Die Gewichtung ist frequenzabhängig und spiegelt damit das physikalische Verhalten diffraktierter Wellen wider. Außerdem wird die Phasendrehung diffraktierter Einsätze rückgängig gemacht. Insbesondere wird durch die Phasencharakteristik von  $d_{EW}^{sec}$  auch das

paarweise Auftreten der Edge-Waves an Ecken berücksichtigt: Im Bereich der aufgetretenen Lücke ergibt sich bei der zweimaligen Aufsummierung eine konstruktive Interferenz, jedoch in abgeschwächter Form, da  $|d_{EW}^{sec}| \leq 0.5$ . Außerhalb der Lücke verschwindet der Summationsbeitrag nahezu, da  $d_{EW}^{sec}$  sehr klein ist und das Edge-Wave-Paar ein entgegengesetztes Phasenverhalten aufweist. Diese neue Gewichtsfunktion scheint also alle Eigenschaften zu beinhalten, die zur amplituden- und phasengerechten Einbindung von Diffraktionen im Oberbau notwendig sind. Einfach nachvollziehbare Fälle, wie die Ergänzung einer fehlenden Spur im strahlentheoretischen Operator durch ein Edge-Wave-Paar, bestätigen die Richtigkeit der vorgeschlagenen Handhabung sekundärer Edge-Waves. Eine allgemeine mathematisch fundierte Analyse zur Rechtfertigung oder Widerlegung dieser Praxis steht jedoch noch aus. Dieser Vorschlag ist daher als erster Ansatz zur Berücksichtigung von Diffraktionsstrukturen bei der TA-Migration oder bei der Diffraktionsstapelung im allgemeinen anzusehen, für die bisher keine anderen derartigen Lösungen existieren.

Anhand eines einfachen Beispiels wurde der Einfluß der vorgeschlagenen Gewichtung auf das Ergebnis der Diffraktionsstapelung geprüft. Dazu wurden die TA-Gewichtsoperatoren mit und ohne Berücksichtigung der Diffraktionen einander gegenübergestellt. In Abbildung 5.2 ist das Diffraktions-schießen und der jeweils daraus berechnete TA-Gewichtsoperator sowie die entsprechende Edge-Wave-Diffraktionsantwort dargestellt. Deutlich ist die Glättung der Diskontinuitäten durch die Überlagerung der im Oberbau diffraktierten Edge-Waves zu erkennen. Der rasche Amplitudenabfall innerhalb der Lücke scheint überraschend. Er ist jedoch verständlich, wenn man bedenkt, daß die verwendete Hauptsignalfrequenz 40 Hz betrug und nahezu die gesamte Energie, wie in Abbildung 5.2 oben links anhand des von Strahlen abgedeckten Winkelbereichs ersichtlich, bereits durch die regulären Strahlen transportiert wird.

Vergleicht man das Ergebnis der Diffraktionsstapelung für verschiedene Varianten, stellvertretend dargestellt durch die TA-Sektionen in Abbildung 5.3, so zeigen sich klare Vorteile bei der vorgeschlagenen Berücksichtigung von EW-Diffraktionen: Während ohne Berücksichtigung (no EW) starke Artefakte das Reflektorabbild beeinträchtigen, werden diese durch die zusätzliche Summation entlang der kontinuierlich erweiterten Operatoren wesentlich reduziert. Es ist zu beobachten, daß bei konvexen Modellecken, welche Lücken im modellierten Wellenfeld hervorrufen, das Stapelergebnis kaum von den Diffraktionen im Oberbau beeinflusst wird (Abb. 5.3 unten;  $X = 4.7$  km). Dagegen führen konkave Strukturen, die Überschneidungen der Laufzeitkurven zur Folge haben, zu überhöhten Amplituden (Abb. 5.3 unten;  $X = 3.9$  km und  $X = 5.5$  km), falls die Summation nicht durch die EW-Diffraktionen ausgeglichen wird. Bei der "EW up"-Variante wird nur das nach oben laufende Wellenfeld durch Diffraktionen ergänzt, bei "EW up & down" wird zusätzlich das vom Schußpunkt kommende nach unten diffraktierte Wellenfeld berücksichtigt. Für letzteres ist eine Umkehrung der EW-Diffraktionsantwort, welche in Abschnitt 4.1.3 als nur bedingt gültig erkannt wurde, notwendig.



**Abbildung 5.2:** Vergleich zweier Varianten zur Behandlung von Diffraktionen im Oberbau.

**Rechts:** keine Berücksichtigung; es treten Diskontinuitäten und Lücken auf. **Links:** Berechnung bei spezieller Wichtung mit der EW-Diffraktionsantwort; es resultiert ein kontinuierlicher Operator. **Oben:** Untergrundmodell mit Strahlenverlauf beim Diffraktionsschießen und zugehöriges Laufzeitdiagramm. Strahlen und Einsätze diffrakterter Edge-Waves sind gestrichelt eingezeichnet. **Unten:** Gewichtsfunktion zur amplitudengetreuen ( $w_{TA}$ ) Abbildung der Reflexionen und entsprechendes modelliertes Diffraktionsantwortwellenfeld ( $a_D^{mod}$ ).

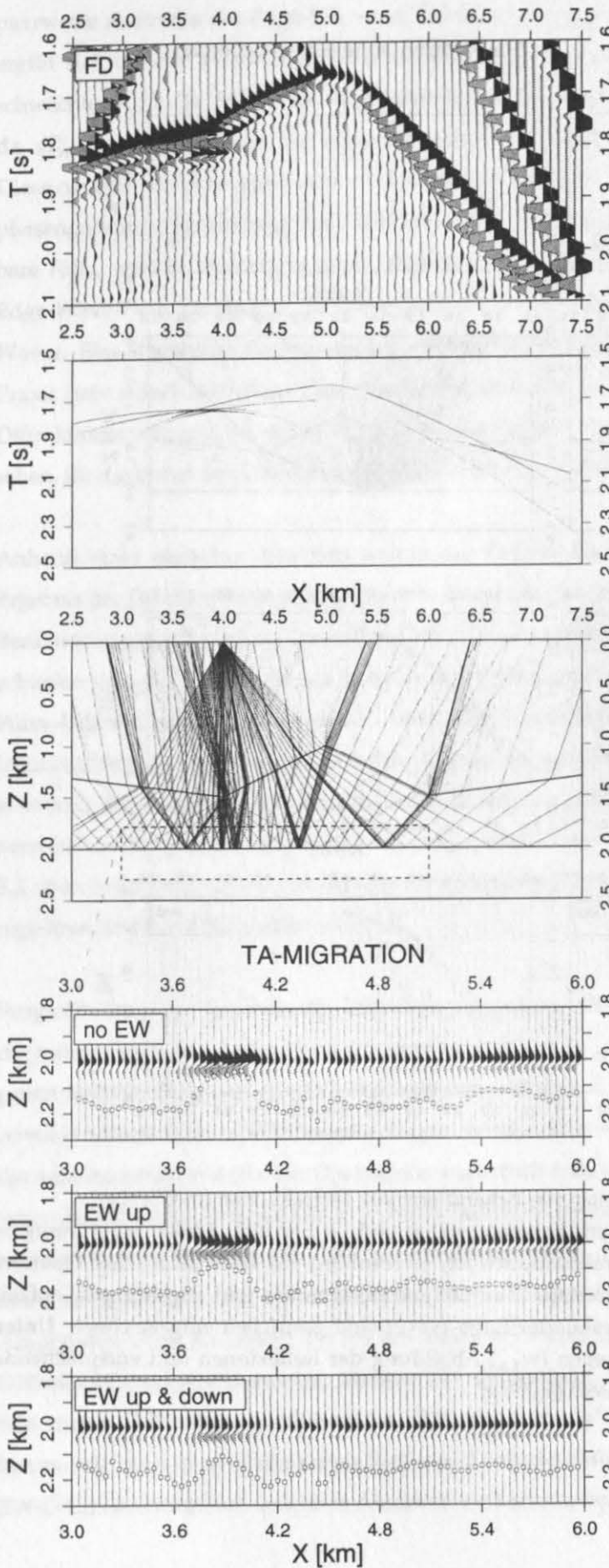


Abbildung 5.3:

Vergleich der Diffraktionsstapelung bei Diffraktionsstrukturen im Oberbau.

**Oben:** Eingabedaten: FD-modelierte Schußfamilie bei 4 km (Ausschnitt der von 0.04 km bis 10 km reichenden Auslage, jede zweite Spur dargestellt), darunter verwendetes Untergrundmodell mit Strahlenverlauf und Laufzeitdiagramm zur Identifizierung der Einsätze und des abgedeckten Untergrundes.

**Unten:** TA-Abbild des horizontalen Zielreflektors. Der Amplitudenverlauf ist anhand der eingezeichneten Kästchen zu verfolgen.

**no EW:** keine Berücksichtigung EW-diffrakterter Strahlen bei der Diffraktionsstapelung. Starke Amplitudenanomalien treten bei 3.9 km und bei 5.5 km aufgrund der konkaven Modellstrukturen bei 4 km und 6 km auf.

**EW up:** nur nach oben laufende Diffraktionen bei Verwendung der EW-Gewichtsfunktion  $w_{TA}^{EW}$  berücksichtigt. Die Artefakte im rechten Bereich wurden eliminiert. Unter der konvexen Modellstruktur bei 5 km zeigt sich kaum ein Unterschied.

**EW up & down:** nach oben und unten laufende Diffraktionen mit  $w_{TA}^{EW}$ -Wichtung berücksichtigt. Die Anomalien wurden weitgehend reduziert.

Für den im Modell verwendeten Impedanzkontrast sollte der wahre Reflexionskoeffizient innerhalb des abgebildeten Bereichs nahezu unverändert bleiben.

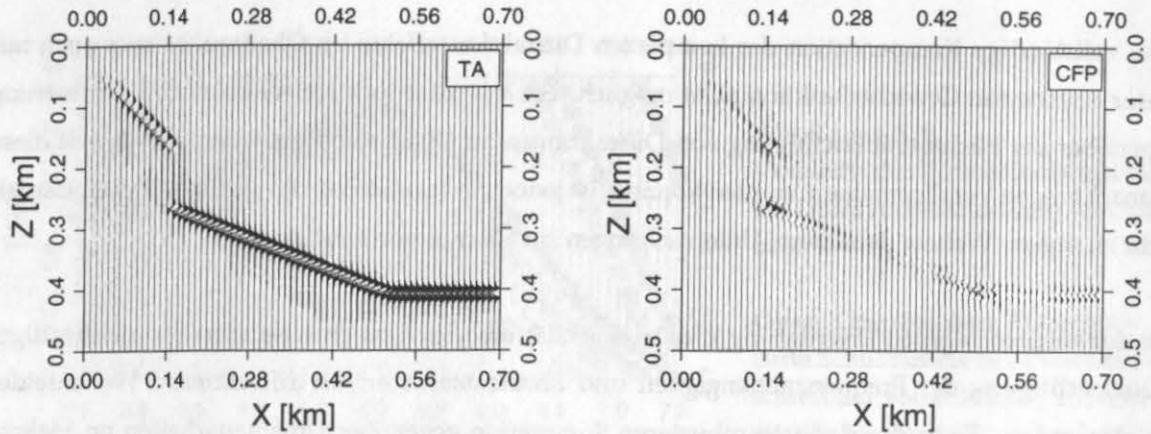
Eine vollständige Kompensation der komplexen Diffraktionseffekte im Oberbau ist aber auch mit dieser erweiterten Gewichtsfunktion nicht möglich. Sie scheint jedoch ein wesentliche Verbesserung gegenüber der Nichtberücksichtigung von Diffraktionen im Oberbau darzustellen. Inwieweit diese Beobachtungen verallgemeinert werden können, ist jedoch aufgrund des betrachteten Einzelbeispiels nicht zu sagen. Weitere detaillierte Untersuchungen sind hierzu notwendig.

Mit der vorgeschlagenen Erweiterung konnte eine Glättung des Gewichtsooperators bei gleichzeitiger Berücksichtigung der Frequenzabhängigkeit und Phasencharakteristik diffraktierter Wellenfelder erzielt werden. Trotz der dadurch robusteren Summation gegenüber Ungenauigkeiten im Makromodell und dem verbesserten TA-Migrationsergebnis, ist dies nur ein erster Ansatz zur Lösung des Problems. Da die Variante ohne Berücksichtigung der Diffraktionen im Oberbau wesentlich weniger Rechenaufwand bedeutet, ist sie in vielen einfacheren Fällen zu bevorzugen. Die Detektion der Wellenfelddiskontinuitäten ist aber dennoch anzuraten, um fälschliche Interpolationen zwischen unterschiedlichen Laufzeitästen auszuschließen. In vielen realistischen Anwendungen mag auch eine Glättung des Makromodells allzu große Schattenzonen vermeiden helfen und gleichzeitig hinreichend exakte Ergebnisse liefern.

### 5.1.2 Steiler Reflektorversatz und Knick im Reflektor

Bei diesem Beispiel wird das Verhalten der CFP-Migration bei steilen Diffraktionsstrukturen und bei einem Knick in einer Grenzschicht untersucht. Ein synthetischer Datensatz (Steenthof, 1993), der mit der Kirchhoff-Integralmethode (Kampfmann, 1988) erstellt wurde, stand dazu zur Verfügung. Da das Untergrundmodell aus einem einzigen Reflektor unter einem homogenen Oberbau ( $v = 2 \text{ km/s}$ ) besteht, können modellierte Kinematik und Dynamik bei dieser Methode als korrekt angesehen werden. Der Reflektor ist zunächst  $45^\circ$  geneigt ist, nach einem vertikalen Versatz setzt er sich mit einer Neigung von  $20^\circ$  fort und geht dann an einem Knick ohne Versatz in einen horizontalen Reflektor über. Der Datensatz besteht aus Schußfamilien mit einer symmetrischen beidseitigen Auslage mit insgesamt 49 Kanälen und einem maximalen Offset von 240 m. Die Hauptsignalfrequenz des verwendeten Quellimpulses beträgt ca. 50 Hz.

Zur Migration wurden 26 Schußfamilien mit einem Abstand von 20 m am Anfang des Profils ausgewählt. Das "Makromodell" bestand aus einer homogenen Schicht mit einer Geschwindigkeit von 2 km/s. Wegen der starken Neigung und der hohen Signalfrequenz wurde als Migrationsschrittweite in horizontaler wie auch in vertikaler Richtung der Spurabstand von 10 m verwendet. Die Migrationsergebnisse sind in Abbildung 5.4 dargestellt.



**Abbildung 5.4** Ergebnisse der TA- und der CFP-Migration des mit der Kirchhoff-Integralmethode modellierten Datensatzes. Die beiden unterschiedlich geneigten Reflektorenden sind auf der CFP-Sektion deutlich als Diffractionspunkte markiert. Der Knick im Reflektor, ohne vertikalen Versatz, wurde dagegen als verminderte Amplitude zwischen zwei stärkeren Signalen abgebildet.

Die Strukturen sind korrekt abgebildet worden, wobei auch am Reflektorversatz die beiden Diffractionskanten unabhängig von deren unterschiedlichen Neigungen detektiert wurden. Der Knick im Reflektor ist auf der CFP-Sektion als Amplitudenminimum bei 0.51 km zwischen starken Signalen zu beiden Seiten markiert. Dieses CFP-Abbild ist insofern interessant, als es einen zusätzlichen vertikalen Versatz des Reflektors ausschließt und somit die richtige Interpretation unterstützt. Das Amplitudenminimum entsteht durch die Überlagerung der beiden CFP-Signale, die von den links und rechts anschließenden Reflektoren stammen. Die Signale haben eine entgegengesetzte Polarität und heben sich somit direkt am Knick, wo sie zudem die identische Tiefenlokation aufweisen, auf. Im Falle eines zusätzlichen vertikalen Versatzes träfe letzteres nicht zu, so daß auch am Knick ein starkes CFP-Signal zu finden wäre. Das vertikale Auflösungsvermögen derartiger Störungen hängt natürlich von der Wellenlänge ab. Bei der CFP-Stapelung wurde eine Auflösung bis zu einem Sechzehntel der Wellenlänge beobachtet (Phadke und Kanasewich, 1990). Theoretisch würde dies auch hier zutreffen. Signalverbreiterungen aufgrund der Tiefenabbildung insbesondere bei geneigten Strukturen (Tygel et al., 1994) können dies jedoch beeinflussen. Daher kann erst nach speziellen Untersuchungen genaueres über das Auflösungsvermögen gesagt werden.

Das Beispiel belegt, daß auch hier die CFP-Migration bei automatischer Neigungsbestimmung korrekte und zuverlässige Resultate liefert. Das Problem der Detektion dieser Kanten mag vielleicht zu einfach erscheinen, doch muß bedacht werden, daß Diskontinuitäten im Untergrund eben gerade nicht als solche im kontinuierlichen Gesamtwellenfeld erscheinen. Das zugehörige Diffractionswellenfeld liegt nur als Überlagerung zusammen mit dem energiereicheren Reflexionswellenfeld vor und ist dadurch verdeckt. Zudem muß die CFP-Methode eine destruktive Interferenz bei Reflexionen gewährleisten, um die abgebildeten Diffraktoren auf der resultierenden CFP-Sektion hervorzuheben.



## 5.2 Ausgewählte Daten- und Aufnahmekonfigurationen

Bei den bisherigen Datensätzen wurde vorausgesetzt, daß sich Quelle und Aufnehmer im gleichen Niveau befinden. Dadurch konnten die Symmetriebeziehungen bei der Verbindung der einzelnen Strahlabschnitte voll ausgenutzt werden. Eine derartige Aufnahmegeometrie ist zum Beispiel bei marinen reflexionsseismischen Profilen zu finden. Spezielle seismische Experimente, wie z.B. Weitwinklexperimente mit Empfängern am Meeresboden (OBS = *ocean bottom seismometer*, OBH = *ocean bottom hydrophone*) oder Bohrlochmessungen (VSP = *vertical seismic profile*), weisen jedoch eine andere Akquisitionsgeometrie auf: Quelle und Empfänger befinden sich in unterschiedlichen Tiefen, so daß der Strahlverlauf Quelle-Analysepunkt-Aufnehmer generell asymmetrisch ist. VSP-Messungen spielen bei der Detektion von Verwerfungen in der Explorationsindustrie eine wichtige Rolle (z.B. Krohn et al., 1995). OBH-Weitwinklexperimente finden ihre Anwendung bei der Untersuchung der Krustenstrukturen, aber auch hochauflösende Systeme zur detaillierten Charakterisierung der Sedimentstrukturen sind in Entwicklung.

Bei bekannter Tiefenposition der abgesenkten Einheit lassen sich diese Daten jedoch auch mit dem vorgestellten Verfahren untersuchen. Die Migration des reflektierten und diffraktierten Wellenfeldes eines synthetischen OBH-Datensatzes wird daher im folgenden Abschnitt demonstriert. Da durch die Nähe des Aufnehmers der von Strahlen abgedeckte Bereich relativ klein ist, läßt sich nur ein sehr begrenztes Abbild der Untergrundstrukturen erstellen. In solchen Daten sind jedoch gewöhnlich energiereiche Multipleneinsätze vorhanden, die durch die zusätzliche Reflexion an der Oberfläche einen wesentlich größeren Abschnitt des Untergrundes abdecken. Sie beinhalten wertvolle Informationen, die es zu untersuchen lohnt (Reiter et al., 1991). Da bei bekannter Meeresbodentopographie der Strahlverlauf dieser Wellen in einfacher Weise simuliert werden kann, stellen sie ein weiteres erreichbares Ziel für die TA- und die CFP-Migration dar, welches ebenfalls verfolgt werden soll.

### 5.2.1 OBH-Experiment

Bei OBH-Experimenten ist das aus wenigen Einheiten bestehende Empfängersystem auf dem Meeresboden fixiert und die seismische Quelle wird nahe der Wasseroberfläche über diese hinwegbewegt und an äquidistanten Schußpositionen angeregt. Diese Anordnung ist also gerade umgekehrt zur üblichen seismischen Aufnahmekonfiguration, wo einer Vielzahl von Empfängern einzelne Schußpunktlokationen gegenüberstehen. Aufgrund des Reziprozitätsprinzips können Quell- und Auf-

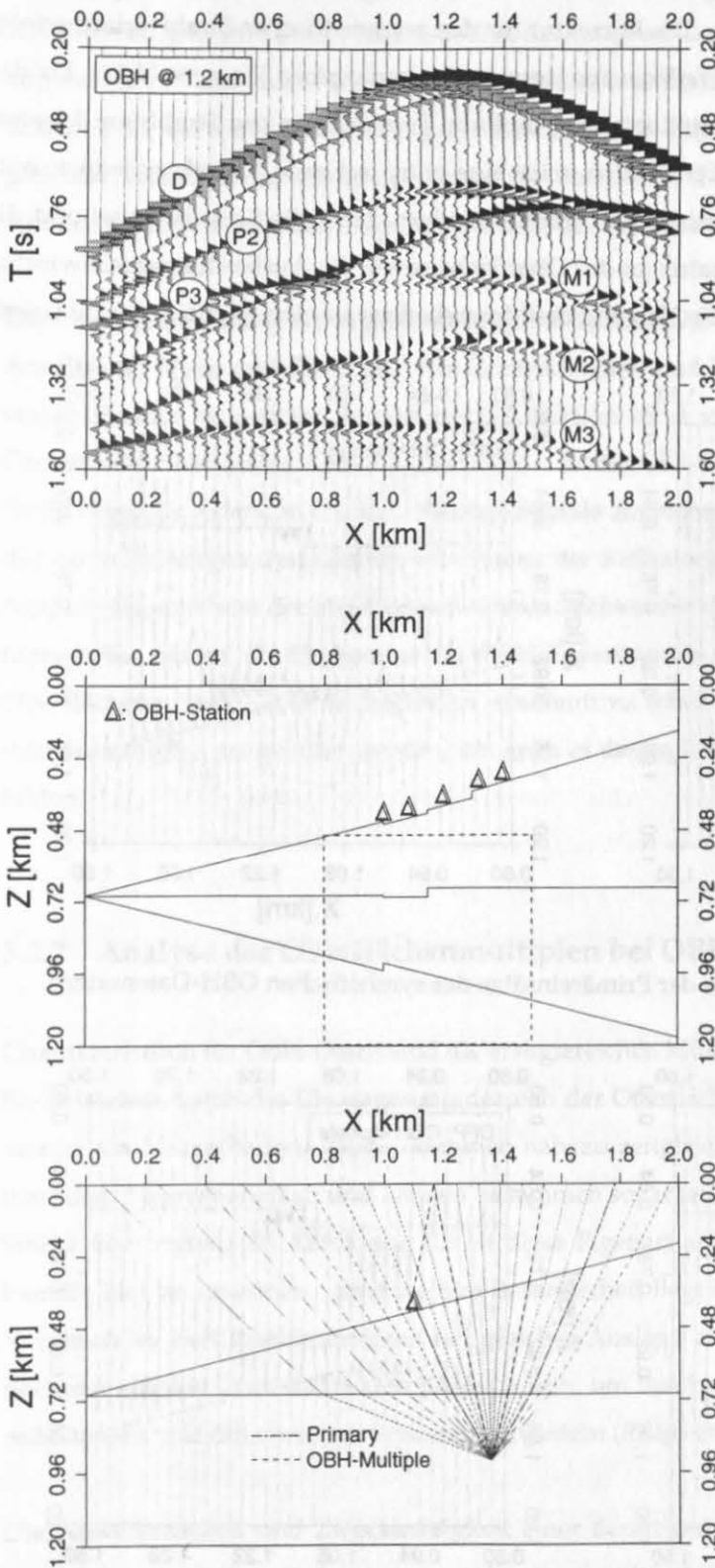
nehmerposition jedoch als vertauscht betrachtet werden, wodurch die bekannte Aufnahmesituation wieder hergestellt wird. Jede Schußlokation entspricht also einer Spur in der jeweiligen OBH-Familie.

Gewöhnlich werden OBH-Systeme zu refraktionsseismischen Messungen eingesetzt, um damit tiefreichende Geschwindigkeitsinformationen über Krusten- und Mantelstrukturen zu erhalten. Bei hochauflösenden Systemen, wie sie zur Zeit entwickelt werden (Bobsien, 1995), kann auch die kinematische und dynamische Information zur Untersuchung der physikalischen und lithologischen Eigenschaften der Sedimente ausgenutzt werden. Die bisher eingesetzten Analysemethoden zielen meist darauf ab, Modelle der physikalischen Parameter durch Vorwärtsmodellierung oder Inversionsverfahren auf ihre Übereinstimmung mit den registrierten Daten zu überprüfen. Die Erstellung von strukturellen Abbildern des Untergrundes mit Hilfe von Migrationsmethoden wird jedoch selten verfolgt. Gründe dafür liegen in der Asymmetrie der Akquisitionsanordnung, Phasenverschiebungen bei Weitwinkelreflexionen, der komplexen Signalform und dem limitierten Untergrundbereich, der mit Hilfe von Reflexionen abgebildet werden kann. Letzteres wird einerseits durch die abgesenkte Position des Aufnehmers und andererseits durch die Überlagerung der reflektierten Einsätze durch die direkte Welle verursacht.

Zwei dieser Probleme lassen sich durch Modifikationen der vorgestellten Migrationsmethode weitgehend lösen: Durch Korrekturen der Strahl- und Wellenfeldattribute, die beim "symmetrischen" Diffraktionsschießen errechnet wurden, kann eine derartige Asymmetrie simuliert werden. Die eng begrenzte Apertur kann durch die Verwendung der Wasseroberflächenmultiple vergrößert werden.

Zur Demonstration dieser besonderen Migrationspraktik wird wiederum die bekannte Abschiebungsstruktur aus Abschnitt 4.3 verwendet. Wenn auch die Dimensionen nicht auf realistische OBH-Experimente zugeschnitten sind, so kann hiermit dennoch das Prinzip dargestellt werden. Die praktische Anwendbarkeit wird insbesondere durch die Analyse dieses Datensatzes, der mit der FD-Methode unabhängig modelliert wurde und Kinematik und Dynamik primärer und multipler Einsätze weitgehend korrekt wiedergibt, unterstrichen.

Zur Erstellung des synthetischen Datensatzes wurden fünf Schußlokationen über der oberen geeigneten Grenzfläche (Abb. 5.5) angenommen und die Aufnehmer wiederum über die gesamte Modellbreite verteilt. Um die Oberflächenmultiple bei der Modellierung einzuschließen, wurde bei der FD-Berechnung die Option einer freien Oberfläche gewählt. Der Einfluß der damit verbundenen Konversionskoeffizienten an der Oberfläche, welcher einer Verdopplung der Vertikalkomponente entspricht, aber bei der Migration vernachlässigt wird, wurde näherungsweise durch einen Faktor 0.5 kompensiert. Als Beispiel für die Eingabedaten ist eine "OBH-Familie" in Abbildung 5.5 mit identifizierten Primär- und Multipleneinsätzen dargestellt.



**Abbildung 5.5:**

Synthetisches OBH-Experiment und Strahlverlauf beim Diffraktions-schießen.

**Oben:** OBH-Seismogramm (FD-modelliert) mit identifizierten Einsätzen. **D:** direkte Welle; **P2:** Primärreflexion von der mittleren (horizontalen) Grenzschicht; **P3:** Primärreflexion von der unteren Grenzschicht; **M1, M2, M3:** Oberflächenmultiplen der drei Grenzschichten. Die fehlende Phasenumkehr bei den drei Oberflächenmultiplen resultiert aus einem Fehler im verwendeten FD-Programm.

**Mitte:** Zur FD-Modellierung verwendetes Untergrundmodell, in das die fünf OBH-Lokationen des Beispieldatensatzes eingezeichnet sind.

**Unten:** Diffraktionsschießen im Makromodell, welches zur Migration vorgegeben wurde. Für Primäreinsätze ist der Strahlabschnitt vom OBH an die Oberfläche zurückzurechnen, für Oberflächenmultiple sind dagegen die Strahlattribute von der Oberfläche durch die Wassersäule bis zum OBH fortzusetzen.

Die Parameter des Untergrundmodells und des Makromodells sind identisch mit denen in Abbildung 4.14.

Zur Migration der Primäreinsätze wird neben dem Makromodell zusätzlich nur die Tiefenposition der Quelle bzw. des OBH-Systems benötigt. Die Korrektur für den asymmetrischen Strahlverlauf erfolgt durch einseitige Zurückrechnung der Wellenausbreitung in der homogenen Wasserschicht. Da das OBH-System über dem Meeresboden positioniert ist, muß die Transmission des Strahls am Meeresboden nicht korrigiert werden; bei OBS-Geräten wäre eine entsprechende Korrektur jedoch notwendig. Zur kinematischen und dynamischen Korrektur genügen daher die Einfallswinkel und die paraxialen Parameter der Propagatormatrix an der Oberfläche sowie die Ausbreitungsgeschwindigkeit im Wasser. Brechungseffekte und die Neigung des Meeresbodens werden hierbei vernachlässigt.

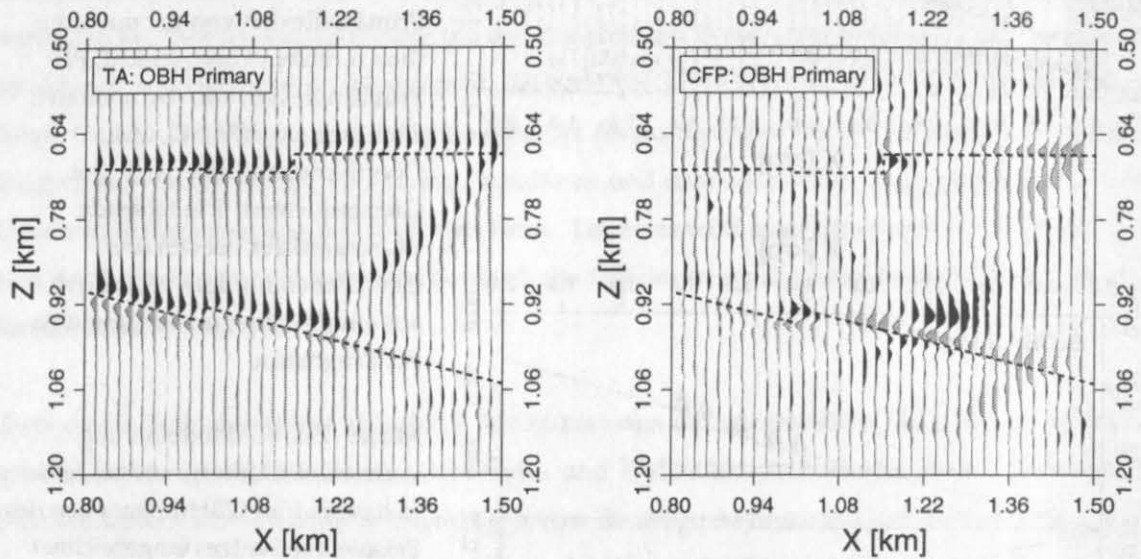


Abbildung 5.6: TA- und CFP-Migration der Primäreinsätze des synthetischen OBH-Datensatzes.

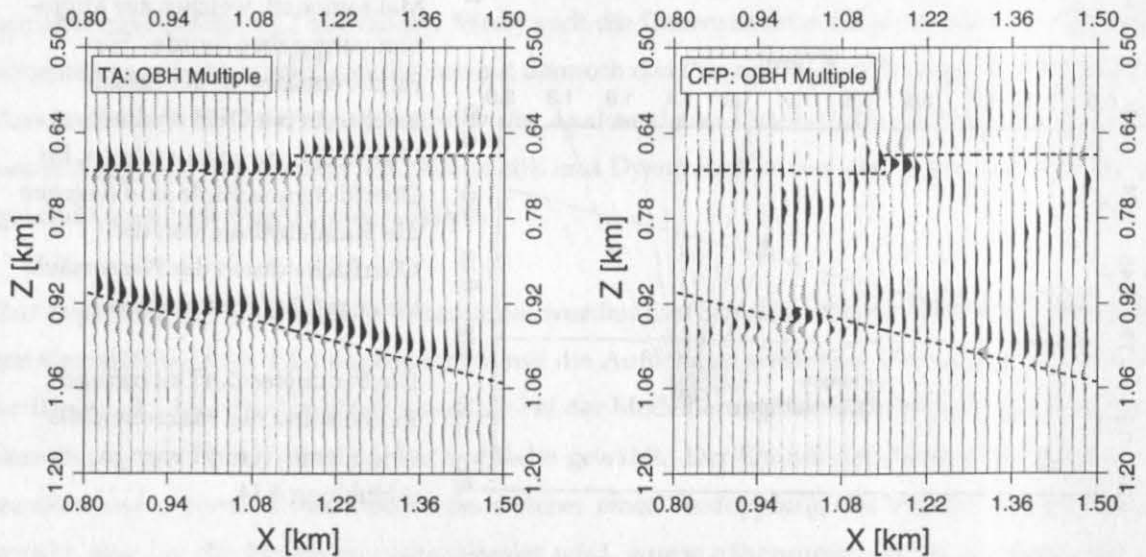


Abbildung 5.7: TA- und CFP-Migration der Oberflächenmultiplen des synthetischen OBH-Datensatzes. Wahre Untergrundstruktur zum Vergleich gestrichelt eingezeichnet.

Als Analysebereich für die Migration wurde die Verwerfungsstruktur mit den beiden unteren Grenzschichten ausgewählt, da der Meeresboden, d.i. die obere Grenzschicht, mit den Primäreinsätzen nicht abgebildet werden kann. Migrationsschrittweite und Makromodell sind identisch mit den in Abschnitt 4.3.1 verwendeten. Die Ergebnisse der beiden Migrationen sind in Abbildung 5.6 mit den gleichen Normierungsparametern dargestellt. Struktur und Dynamik können also direkt mit jenen in Abbildung 4.15, welche das Migrationsresultat der Oberflächen Daten zeigt, verglichen werden.

Die Gegenüberstellung der Ergebnisse zeigt bei beiden Sektionen eine sehr gute Übereinstimmung in Amplitude, Phase und Tiefenlage der Grenzschichten und Diffraktionsstrukturen. Ein zusätzlicher steiler Einsatz im rechten Bereich der TA-Sektion rührt von der Oberflächenmultiple der ersten Grenzschicht her (siehe Abb. 5.5 oben; M1). In der CFP-Sektion werden dadurch an der gleichen Stelle ebenfalls Artefakte erzeugt. Weitere Signale am rechten Rand der CFP-Sektion resultieren aus der unvollständigen destruktiven Interferenz der Reflexionen. Sie finden ihre Entsprechung in der Amplitudenabnahme der abgebildeten Grenzschichten auf der TA-Sektion. Diese Randeffekte treten hier stärker hervor, da die Apertur des OBH-Experimentes geringer ist als bei einer entsprechenden Oberflächenauslage. Wie im folgenden Abschnitt zu sehen ist, kann die größere Apertur der Oberflächenmultiplen ausgenutzt werden, um auch in diesen Randbereichen die Strukturen besser abzubilden.

## 5.2.2 Analyse der Oberflächenmultiplen bei OBH-Daten

Charakteristisch für OBH-Daten sind die energiereichen Multipleneinsätze von der Wasseroberfläche. Sie entstehen durch die Überlagerung der von der Oberfläche reflektierten Wellen und deren Reflexionen am Meeresboden. Beide kommen nahezu zeitgleich und in Phase am OBH-System knapp über dem Meeresboden an und können zusammen sogar teilweise die primär reflektierten Signale an Stärke übertreffen. In Abbildung 5.5 ist diese Eigenart anhand der unskaliert dargestellten OBH-Familie klar zu erkennen. Eine weitere Besonderheit liegt im größeren Untergrundbereich, der im Vergleich zu den Primäreinsätzen bei gleicher Auslage abgetastet wird. Die Analyse der Oberflächenmultiplen kann daher sehr hilfreich sein, um den begrenzten Abbildungsbereich der primär reflektierten und diffraktierten Wellen zu erweitern (Reiter et al., 1991).

Die Anwendbarkeit und Zweckmäßigkeit einer derartigen Multiplenanalyse wird anhand des bekannten synthetischen Datensatzes mit der entwickelten Migrationsmethode demonstriert. Als Zusatzinformation ist nur die Meeresbodentopographie notwendig, die in die Korrektur der Strahl- und Wellenfeldattribute eingeht. Während für die Primäreinsätze des OBH-Experimentes der asymmetrische Strahlverlauf durch Zurückrechnung der Wellenausbreitung erzielt wurde, muß in diesem Fall

das Wellenfeld von der Oberfläche zur OBH-Position weiter fortgesetzt werden (Abb. 5.5 unten). Hierzu dienen wiederum die an der Oberfläche bestimmten Attribute der Strahlen, aus denen sich mit Hilfe von geometrischen Überlegungen die gesuchten Laufzeiten, Amplituden- und Spreading-Faktoren bei einer angenommenen Reflexion an der Wasseroberfläche errechnen lassen.

Die Migration wurde mit den identischen Parametern und dem gleichen Makromodell, wie bereits vorgestellt, durchgeführt. Für die erforderlichen Bathymetriedaten wurde der Verlauf der ersten Grenzschrift im Makromodell verwendet. Die fehlerhafte Phase der Multiplen in den FD-modellierten Eingabedaten wurde durch einen auf +1.0 gesetzten Reflexionskoeffizienten an der Oberfläche korrigiert. Die Ergebnisse sind in Abbildung 5.7 dargestellt. Die TA-Sektion zeigt ein nahezu perfektes Abbild des Untergrundes im gesamten Analysebereich. Diese Verbesserung gegenüber der Migration der Primäreinsätze (Abb. 5.6) ist auf die größere Apertur der Oberflächenmultiplen zurückzuführen. Da das laterale Auflösungsvermögen aufgrund der größeren Fresnelzone bei den Multiplen geringer ist, erscheint jedoch die Störung im unteren Reflektor weniger ausgeprägt. Zusammen mit der CFP-Sektion kann sie aber dennoch als solche detektiert werden. Auch in der CFP-Sektion sind die Artefakte wesentlich geringer als bei der Abbildung der Primäreinsätze.

Die Amplituden und Phasen stimmen mit den bisher abgebildeten (Abb. 4.14 und Abb. 5.6) sehr gut überein und würden bei Stapelung der drei Einzelsektionen eine weitere Verbesserung des Untergrundabbildes zulassen. Die korrekte Abbildung der gesuchten Strukturen belegt die Gültigkeit der vorgenommenen strahlentheoretischen Korrekturen sowohl für die Kinematik als auch für die Dynamik. Eine ähnliche Analyse der Multiplen ist auch bei einer Auslage an der Oberfläche möglich, jedoch kann dabei nicht mit einer ähnlichen Vorteilen hinsichtlich einer vergrößerten Apertur gerechnet werden. Außerdem ergeben sich Aufnehmer- und Schußmultiplen mit vergleichbaren Amplituden, die bei geneigtem Meeresboden zu komplizierten Überlagerungen führen und das migrierte Abbild stark beeinflussen können. Eine andere nützliche Anwendung könnte diese Art der Analyse aber möglicherweise bei VSP-Messungen finden, um den abbildbaren Bereich weiter auszudehnen.

### 5.3 Zusammenfassung

Die vorgestellten Anwendungsbeispiele haben die Flexibilität der strahlengestützten Modellierungs- und Migrationsmethode unter Beweis gestellt. Vor allem durch die separat vorliegenden Wellenfeldattribute einzelner Einsätze lassen sich Erweiterungen auf komplexe Strukturen im Oberbau oder außergewöhnliche Aufnahme Konfigurationen formulieren.

Die vorgeschlagene Gewichtung von diffraktierten Einsätzen im Oberbau kann jedoch noch nicht als ausgereift betrachtet werden. Zur endgültigen Beurteilung ihrer Anwendbarkeit und Zweckmäßigkeit werden noch weitere systematische Untersuchungen benötigt. Der verfolgte Ansatz unter Verwendung der Edge-Wave-Diffraktionsantwort scheint aber vielversprechend zu sein, da die wesentlichen physikalischen Eigenschaften diffraktierter Wellenfelder hinsichtlich Frequenzabhängigkeit, Amplituden- und Phasencharakteristik darin enthalten sind.

## Kapitel 6

Das Detektions- und Abbildungsvermögen der CFP-Migration bei steilen Diffraktionsstrukturen konnte anhand des synthetischen Datensatzes beurteilt werden. Sofern keine Aperturprobleme auftreten, ist die automatische Neigungsbestimmung durch doppelte Diffraktionsstapelung durchaus imstande die Schattengrenze hinreichend exakt festzulegen. Je nachdem ob eine Diffraktion oder Reflexion vorliegt, wird dadurch eine konstruktive oder destruktive Interferenz der CFP-korrigierten Einsätze gewährleistet. Auch bei anderen Strukturen, wie dem Knick im Reflektor oder bei auskeilenden Schichten, können nützliche Zusatzinformationen zur Beurteilung möglicher vertikaler Versätze aus der CFP-Sektion erwartet werden. Das diesbezügliche Auflösungsvermögen sowie die Empfindlichkeit gegenüber verrauschten Daten sind zwei Themen, die in diesem Zusammenhang von Interesse wären, deren Untersuchung jedoch noch aussteht. Eine weitere offene Frage, die anhand synthetischer Modelle analysiert werden sollte, ist die Sensitivität bezüglich der verwendeten Migrationsgeschwindigkeit.

Einen weiteren positiven Gesichtspunkt der in diesem Kapitel vorgestellten Untersuchungen stellen die guten Migrationsresultate sowohl für die Primäreinsätze als auch für die Oberflächenmultiplen des synthetischen OBH-Datensatzes dar. Tiefenlage und Dynamik der Reflektoren und Diffraktoren konnten nahezu perfekt aus den Eingabedaten extrahiert und abgebildet werden. Eine Kombination der Migrationsergebnisse für Oberflächendaten und Meeresbodenaufzeichnungen wäre sehr nützlich, um die Lücke zwischen dem reflexionsseismischen Abbild auf der einen Seite und dem aus Weitwinkeldaten erstellten Geschwindigkeitsmodell auf der anderen Seite zu schließen.

Außer für OBH-Experimente könnte diese Migrationsweise auch für Offset-VSP-Experimente interessant sein. Die Akquisitionsgeometrie ist nahezu identisch, nur daß das Aufnehmersystem statt auf dem Meeresboden in einem Bohrloch versenkt ist. Bei gewöhnlichen VSP-Daten könnte die erprobte Migrationsvariante für OBH-Daten durch eine 90°-Drehung des Modells simuliert werden. Die Aperturerweiterung mit Hilfe der Oberflächenmultiplen würde ganz analog zu der bei OBH-Daten durchzuführen sein. Inwieweit auch refraktionsseismische Daten erfolgreich bearbeitet werden können, ist noch nicht abzusehen. Schwierigkeiten könnte hier die Festlegung der Lage und des Geschwindigkeitskontrastes der Refraktorgrenzfläche im Makromodell bereiten, da diese sehr stark den Strahlverlauf beeinflussen kann. Aber auch Phasenverschiebungen im Signal und ein verändertes

Amplitudenverhalten sind zu beachten. Bei erfolgreicher Überwindung dieser Probleme stünde dem aber die interessante Möglichkeit gegenüber, eine tiefenmigierte Sektion refraktionsseismischer Einsätze zu erhalten. Damit könnten die Ergebnisse reflexions- und der refraktionsseismischer Messungen direkt anhand der abgebildeten Strukturen verglichen und kombiniert werden.



## Kapitel 6

# Anwendung auf Felddaten

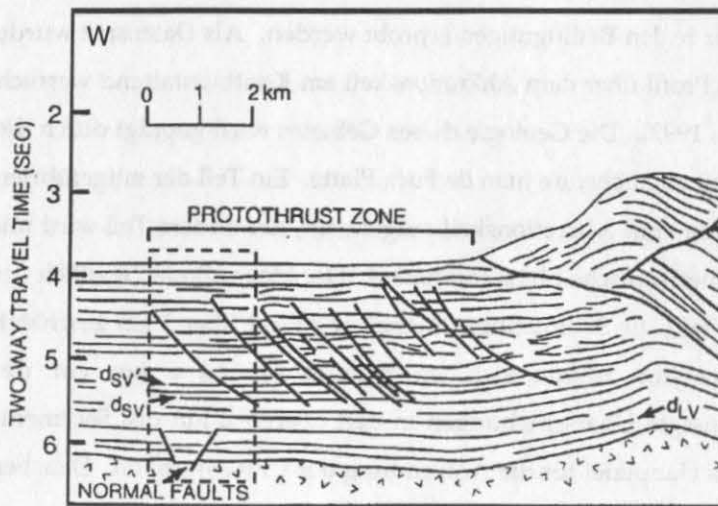
### 6.1 Reflexionsprofil über den Kontinentalrand von Oregon

Nach den erfolgversprechenden Tests mit synthetischen Daten, soll nun die neu entwickelte CFP-Migration an einem Felddatensatz unter realen Bedingungen erprobt werden. Als Datensatz wurde dazu ein marines reflexionsseismisches Profil über dem Akkretionskeil am Kontinentalrand westlich von Oregon ausgewählt (MacKay et al., 1992). Die Geologie dieses Gebietes wird geprägt durch die unter den nordamerikanischen Kontinent abtauchende Juan de Fuca Platte. Ein Teil der mitgeführten Sedimente wird im Folge der Subduktion zum Akkretionskeil aufgetürmt, der andere Teil wird mit der ozeanischen Platte unter die Nordamerikanische Platte subduziert. Der Meeresboden westlich der Deformationsfront liegt in ca. 2.8 km Tiefe, die Sedimentmächtigkeit wird auf über 3 km geschätzt. Aufgrund der horizontalen Kompression bilden sich im Bereich bis zu 6 km vor der Deformationsfront erste landwärts geneigte Überschiebungen in den oberen 2 km des Sedimentpaketes. Diese Protothrust-Zone ist das Hauptziel für die Anwendung der CFP-Migration. Daneben soll das Abbildungsvermögen im Bereich der ozeanischen Kruste in 6 km Tiefe betrachtet werden, wo Bruchstrukturen aufgrund der Flexur der ozeanischen Kruste vermutet werden.

Die wichtigsten Aufnahmeparameter dieses Datensatzes sind die folgenden: 144 Kanäle, Schuß- und Aufnehmerabstand jeweils 25 m bei einer Nahspurentfernung von 283 m, zeitliche Abtastrate 4 msec. Die Daten sind generell von sehr guter Qualität, so daß außer einem Bandpaßfilter und einer Verdopplung des Abtastintervalls auf 8 msec zur Datenreduktion keine Vorbearbeitung der Daten durchzuführen war. Um eine regelmäßiges Akquisitionsgitter von 25 m zu erhalten, wurden die Offsetwerte aller Spuren um 8 m herabgesetzt.

Das Makrogeschwindigkeitsmodell (Klaeschen und von Huene, 1990) wurde mit Hilfe von Fokussierungsanalysen bei iterativer Tiefenmigration (Denelle et al., 1986) vor dem Stapeln erstellt. Für den Bereich der Protothrust-Zone wurde daraus ein vereinfachtes "glattes" Makromodell bestehend aus vier Schichten mit vertikalen Geschwindigkeitsgradienten errechnet.

Entsprechend der Lage des Zielbereiches (Abb. 6.1) wurden 41 Schußfamilien im Abstand von 50 m mit Schußpositionen zwischen 15.25 km und 17.25 km aus dem Datensatz entnommen. Auf diesen Eingabedaten sind zwar kaum ausgeprägte Diffraktionshyperbeln zu erkennen, jedoch weisen lokale Amplitudenvariationen und Reflektorversätze im Bereich der Sedimente auf vorhandene Verwerfungen hin. Als horizontale Migrationsschrittweite wurde der Spurabstand von 25 m gewählt, als vertikaler Abstand 120 m. Letzterer ist relativ groß, erwies sich aber bei den nahezu horizontalen Strukturen und der großen Tiefe als ausreichend und erlaubt eine beträchtliche Reduktion des Aufwandes beim Diffraktionsschießen. Als weitere Parameter wurde eine Hauptfrequenz von 20 Hz und eine Abtastrate von 8 m für die migrierten Tiefensektionen vorgegeben.



**Abbildung 6.1:**

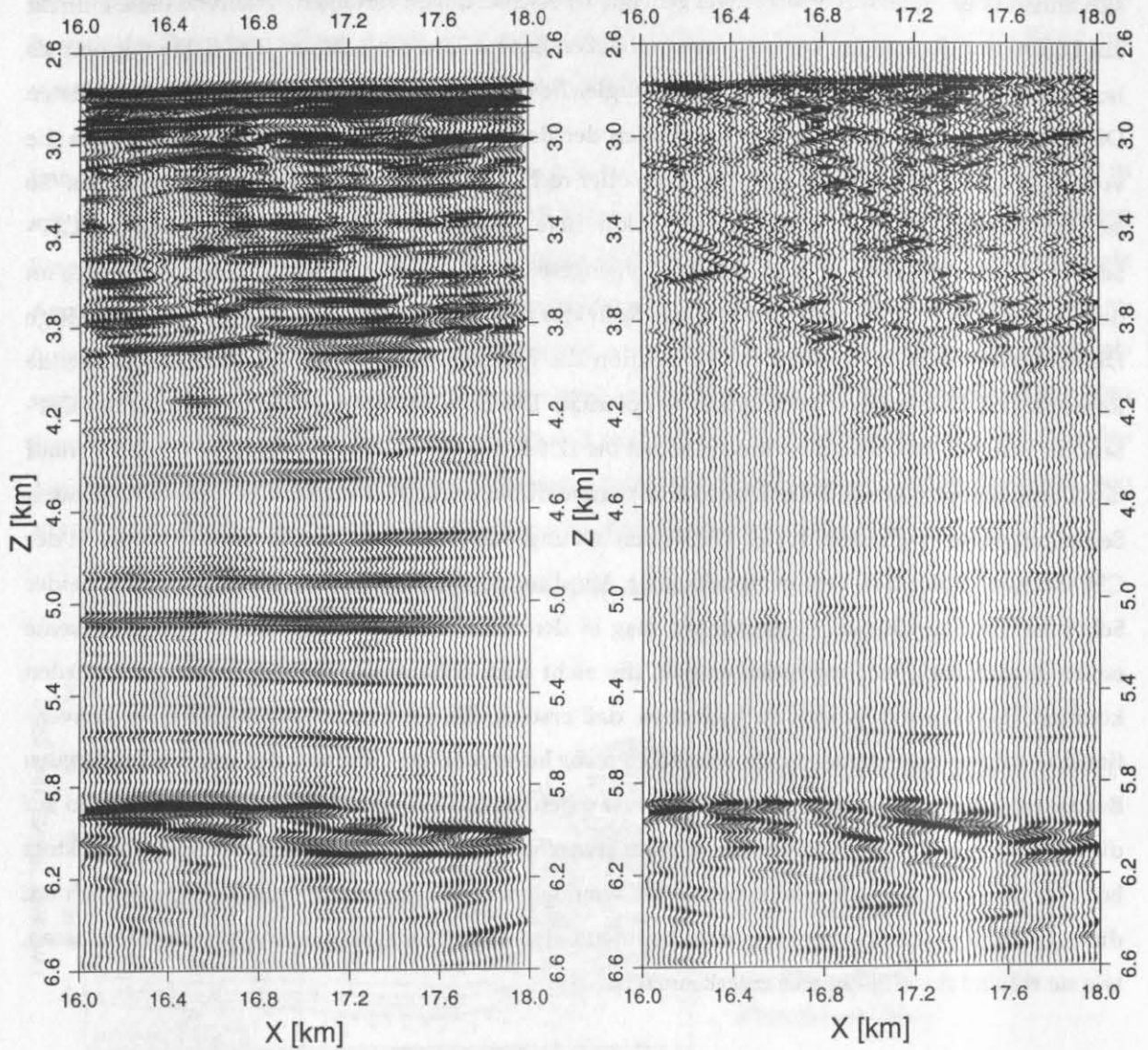
Linedrawing der reflexionsseismischen Profils OR-05 über den Kontinentalrand westlich von Oregon (nach MacKay et al., 1992). Der gestrichelte Rahmen kennzeichnet die ungefähre Lage des Analysebereiches der Migration. Hauptziel der Anwendung der CFP-Migration ist die Detektion der Überschiebungen in der Protothrust-Zone.

## 6.2 Migrationsergebnis

Die Ergebnisse der TA- und der CFP-Migration sind in Abbildung 6.2 gegenübergestellt. Zunächst zum Abbild der Reflektoren: Unter dem nahezu ungestörten Meeresboden (2.75 km) liegt eine Zone mit kurzen unterbrochenen Reflektorstücken. Darunter (ab 4 km) schließt ein relativ transparenter Bereich an, der durch ein Band von starken kontinuierlichen Reflektoren in ca. 5 km Tiefe nach unten abgeschlossen wird. Bis zur Oberkante der ozeanischen Kruste (5.9 km) sind einige schwächere Einsätze zu sehen. Die für die CFP-Migration interessanten Bereiche sind die gestörten Reflektoren direkt

unter dem Meeresboden und die Basementstrukturen. Bei genauer Betrachtung der TA-Sektion lassen sich anhand der Reflektorversätze zwei geneigte Überschiebungen verfolgen. Während diese indirekt auf Diffraktionskanten an Verwerfungen schließen lassen, sind diese in der CFP-Sektion direkt als isolierte Amplitudenmaxima abgebildet. Vergleiche beider Sektionen zeigen, daß die abgebildeten Diffraktoren ihre Entsprechung in den Enden der Reflektoren haben. Insbesondere sind auch die vorhergesagten Phasencharakteristika links- oder rechtsseitiger Diffraktionskanten zu erkennen. So ist zum Beispiel der kurze Reflektor in 3.6 km Tiefe zwischen 16.1 km und 16.3 km auf der CFP-Sektion durch zwei starke Amplituden entgegengesetzter Phase abgegrenzt. Ähnliches läßt sich an den auffallenden Störungen des starken Reflektors in 3.8 km Tiefe beobachten. Rechtsseitige Diffraktionskanten weisen in der CFP-Sektion die gleiche Polarität wie der links anschließende Reflektor auf, linksseitige die umgekehrte Polarität. Die Lage der Amplitudenmaxima auf der CFP-Sektion von 16.7 km nahe dem Meeresboden bis 17.5 km in 3.8 km Tiefe ermöglicht es, den Verlauf der Überschiebung anhand der Diffraktionspunkte direkt nachzuverfolgen. Die darunterliegenden Sedimentpakete erscheinen in der TA-Sektion als ungestörte Reflektoren und sind als solche in der CFP-Sektion durch das Fehlen signifikanter Amplituden gekennzeichnet. Beim Vergleich beider Sektionen im Bereich der Verwerfungen mag es den Anschein haben, daß die CFP-Sektion keine neuen zusätzlichen Informationen enthält, die nicht auch anhand der Reflektoren erkannt werden könnten. Dabei ist zu jedoch zu bedenken, daß erstens, die TA-Sektion gegenüber einer konventionellen migrierten Sektion bereits wesentlich mehr Informationen aufgrund der amplitudentreuen Bearbeitung beinhaltet. Zweitens wird man erst durch die starken Amplituden in der CFP-Sektion auf die Störungen in der TA-Sektion aufmerksam gemacht. So würde zum Beispiel der starke Reflektor bei 17.6 km in 3.8 km Tiefe alleine betrachtet, womöglich durch einen Amplitudenausgleich noch um die Amplitudenvariation beraubt, wohl kaum auf eine derart ausgeprägte Störung schließen lassen, wie sie anhand des CFP-Signals zu erkennen ist.

Die Oberkante der ozeanischen Kruste in ca. 6 km Tiefe wurde entsprechend dem zu erwartenden starken Impedanzkontrast als energiereicher Reflektor mit leichten Undulationen abgebildet. Da dieser in der CFP-Sektion ebenfalls durch starke Amplituden mit auffälligem Phasenwechsel (z.B. bei 16.3 km in 5.9 km Tiefe) markiert ist, können diese Strukturen als Brüche in der ozeanischen Kruste interpretiert werden. Derartige Verwerfungen sind bekannt und werden durch die beginnende Flexur der ozeanischen Platte bei der Subduktion verursacht (siehe z.B. Klaeschen et al., 1994). Innerhalb der ozeanischen Kruste lassen sich bei der TA-Sektion kaum noch kontinuierliche Reflektoren erkennen. Die CFP-Sektion dagegen zeigt noch einige isolierte Amplitudenmaxima, die einen markanten Polaritätscharakter aufweisen. So deuten die versetzten Amplitudenmaxima zwischen 17.2 km und 17.9 km, die sich innerhalb der Kruste in abgeschwächter Form fortsetzen, auf Stufenbrüche in der ozeanischen Kruste hin. Wie die Strukturen innerhalb der ozeanischen Kruste zu interpretieren sind,



**Abbildung 6.2:** TA- und CFP-migrierte Tiefensektionen des Profils OR-05 im Bereich der Protothrust-Zone. Während die Überschiebungen in den Sedimenten in der TA-Sektion durch fehlende Energie und Kontinuität zu erkennen, zeichnen sich diese Diffraktionsstrukturen in der CFP-Sektion in komplementärer Weise durch große Amplituden aus ( $X = 16.7 - 17.6$  km; Tiefe 3.0 - 4.0 km). Im Bereich der ozeanischen Kruste signalisieren die kaskadiert angeordneten Amplitudenmaxima in die CFP-Sektion ( $X = 17.2 - 17.9$  km, Tiefe 6.0 km) Diffraktionsstrukturen, die sich als Stufenbrüche der kristallinen Kruste interpretieren lassen. Bei  $X = 16.3$  km in 5.9 km Tiefe weist der Reflektor der Basamentoberkante nur eine leichte Undulation auf; der auffallende Phasenwechsel des entsprechenden CFP-Signal deutet jedoch auch hier auf eine Diffraktionsstruktur hin.

läßt sich im Augenblick nicht eindeutig beantworten. Weitere Untersuchungen an anderen Datensätze sind dazu notwendig. Falls sich dieses CFP-Abbild mit internen Strukturen der ozeanischen Kruste, wie z.B. mit der bei der Entstehung erzeugten Lagerung, korrelieren ließe, wäre mit der CFP-Migration eine vielversprechende Methode zur Analyse von stark streuenden Medien geschaffen.

Hinsichtlich der Amplituden ist noch zu betonen, daß in beiden Sektionen identische Skalierungen bei der graphischen Darstellung verwendet wurden. Es können also neben dem Reflexionsvermögen der einzelnen abgebildeten Grenzschichten auch die Amplituden beider Migrationen direkt miteinander verglichen werden. Werden die Amplituden in der TA-Sektion in Hinsicht auf den Impedanzkontrast betrachtet, so ist zu bedenken, daß die vorgenommene Kompensation der Transmissionsverluste auf den Parametern des Makromodells beruhen. Diese stellt jedoch nur eine grobe niederfrequente Näherung der tatsächlichen Geschwindigkeitsverteilung und der damit verbundenen Transmissionsverluste dar. Zudem wurde bei dem hier verwendeten Makromodell die anelastische Absorption nicht berücksichtigt. Dennoch bergen die beiden amplitudengetreuen Sektionen wesentlich mehr dynamische Informationen als mit konventionellen Migrationsverfahren erzielte Sektionen. Durch die Erhaltung von Phase und Amplitude wird nämlich eine weitaus zuverlässigere Korrelation verschiedener Einsätze oder Identifizierung lithologischer Formationen ermöglicht.

Nicht vergessen werden darf, daß die getroffenen Annahmen auf einem 2-D Untergrundmodell beruhen und Abweichungen davon die Resultate mehr oder weniger beeinflussen können. So könnte die laterale Ausdehnung der abgebildeten Diffraktionsstrukturen auf eine Profillage schräg zur Diffraktionskante oder auf komplexere 3-D Streukörper hindeuten. Die Analyse von Parallelprofilen könnte diesbezüglich mehr Sicherheit versprechen.

Zusammenfassend konnten bei diesem Anwendungsbeispiel die theoretisch vorhergesagten und an synthetischen Daten demonstrierten Eigenheiten und Vorteile der neu entwickelten Methode bestätigt werden. Vor allem im Zusammenspiel mit der TA-Sektion vermag die CFP-Migration ein hochauflösendes Abbild des Untergrundes zu liefern, welches Details der Strukturen besser erkennen läßt und eine gesicherte Interpretation unterstützt.

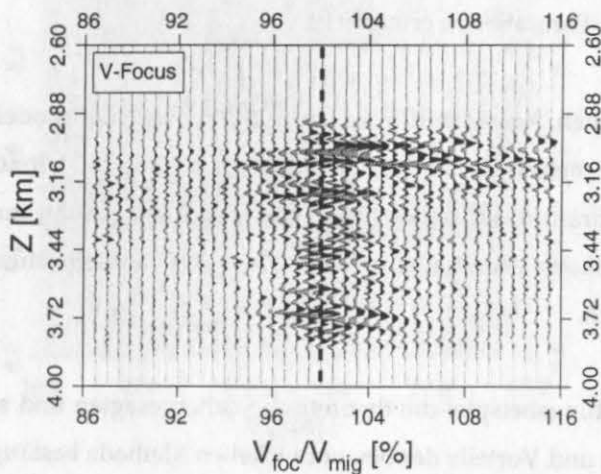
### 6.3 Fokussierungsanalysen

Neben der eigentlichen Migration sollen an diesem Felddatenbeispiel auch die eigens entwickelten Fokussierungsanalysen angewendet werden. Hierzu wurde anhand des CFP-Abbildes ein gesonderter Zielbereich zwischen 16.7 km und 17.5 km ausgewählt, der dem Verlauf der Verwerfung entlang

der starken Amplituden folgt und somit die Diffraktionspunkte beinhaltet. Für alle Untergundpunkte innerhalb dieses schmalen Analysestreifens wurde die Neigungs- und Geschwindigkeitsfokussierung vorgenommen und die Ergebnisse in der jeweiligen Fokussierungstafel zusammengefaßt. Als Eingabedaten wurden 21 Schußfamilien in der Nähe der Zielstruktur verwendet.

#### Geschwindigkeitsanalyse (Abb. 6.3)

Die Fokussierungstafel der Geschwindigkeitsanalyse zeigt die Hauptenergie klar um den Wert  $v_{foc}/v_{mig} = 1.0$  konzentriert und bestätigt damit die Geschwindigkeitsverteilung des verwendeten Makromodells. Im oberen Bereich signalisieren die starken Amplituden rechts der gestrichelten Linie, daß bei einer höheren Migrationsgeschwindigkeit eine bessere Fokussierung der diffraktierten Energie erzielt werden kann. Da das verwendete Geschwindigkeitsmodell auf detaillierten Fokussierungsanalysen der Reflexionen beruht und zumindest nahe des Meeresbodens als zuverlässig angesehen werden kann, könnte die höhere Fokussierungsgeschwindigkeit auf die Schräglage der Verwerfungsfläche bezüglich des Profils oder auf Einflüsse aufgrund abgebildeter Reflexionsenergie hindeuten.

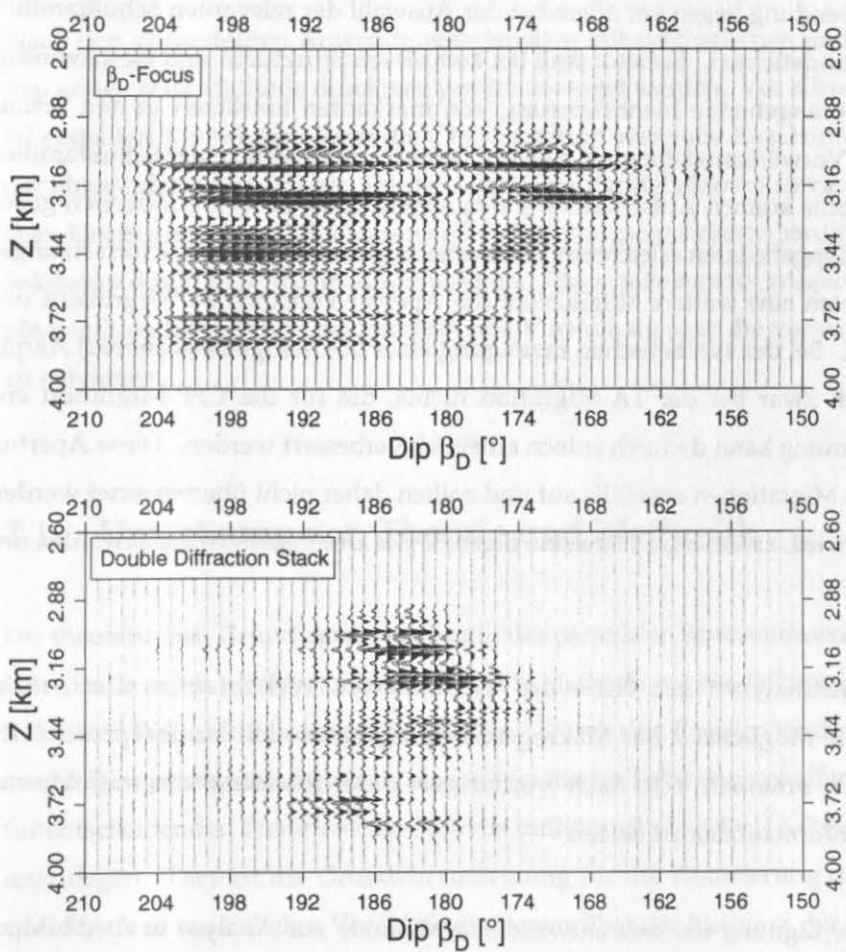


**Abbildung 6.3:** Geschwindigkeitsanalyse entlang der Überschiebung. Da die Hauptenergie bei der verwendeten Geschwindigkeit (gestrichelt) konzentriert ist, kann das Makrogeschwindigkeitsmodell dadurch bestätigt werden.

#### Neigungsanalyse (Abb. 6.4)

Die Fokussierungstafel der Neigungsanalyse zeigt ein uneinheitliches Bild: Statt eine bevorzugte Neigung auszuweisen, ergeben sich zwei ausgeprägte Amplitudenmaxima mit einer Phasenumkehr im Bereich des dazwischenliegenden Minimums. Nach den Überlegungen in Abschnitt 4.3.1 entspräche dieses Bild möglicherweise einer falschen Migrationsgeschwindigkeit. Nachdem sich aber gerade bei der Geschwindigkeitsanalyse die Zuverlässigkeit des Makromodells erwiesen hat, ist in diesem Falle ein anderer Grund für diese auffallende Amplitudenverteilung zu suchen. Die asymmetrische Anordnung deutet die Ursache an: Die abgebildeten starken Amplituden stammen vom reflektierten Wellenfeld statt von den Diffraktionen. Diese Tatsache ist in den darunter abgebildeten Neigungen,

die mit Hilfe der doppelten Diffraktionsstapelung (Abschnitt 4.2.1.1) bestimmt wurden, ersichtlich. Hier beruhen die Ergebnisse nämlich auf der Analyse der Reflexionen ohne Anwendung des auf Diffraktionen ausgerichteten Phasenwechsels und füllen gerade die beobachteten Amplitudenminima aus. Da das Reflexionsprofil OR-05 von Ost nach West, d.h. in negativer X-Richtung, aufgenommen wurde, ergeben sich für nach Westen einfallende Strukturen, d.h.  $\beta_D < 180^\circ$ , ein größerer Bereich mit lokal konstruktiver Interferenz zwischen Reflexion und modellierter Diffraktion. Dies verursacht sowohl das zu kleineren Neigungswerten verschobene Gesamtbild der Fokussierungstafel als auch die ungleichmäßige Verteilung der Maximalamplituden. Dieses Beispiel weist noch einmal deutlich auf die beschränkte Anwendbarkeit der Neigungsanalyse mittels der Dynamik von Diffraktionen ohne vorherige Eliminierung des reflektierten Wellenfeldanteils hin.



**Abbildung 6.4**  
 Neigungsanalyse entlang der Überschiebung. Der Neigungswinkel  $\beta_D = 180^\circ$  entspricht einer söhligem Lagerung.  
**Oben:** Analyse anhand der Dynamik der Diffraktionen.  
**Unten:** Analyse mittels doppelter Diffraktionsstapelung, welche auf der Kinematik der Reflexionen beruht.  
 Erläuterung siehe Text!

### 6.3 Zusammenfassung

Dieses Anwendungsbeispiel demonstrierte die Zuverlässigkeit der CFP-Migration bei der Detektion und Abbildung von Diffraktionskanten im Untergrund. Die automatische Neigungsbestimmung mit Hilfe der doppelten Diffraktionsstapelung erwies sich dabei als robust und genau genug, um bei der CFP-Korrektur und Stapelung einerseits eine destruktive Interferenz bei Reflexionen und andererseits eine konstruktive Summation bei Diffraktionen zu gewährleisten. Die beiden migrierten Sektionen, TA und CFP, ergänzen sich durch ihre komplementäre Information und erlauben eine detaillierte Interpretation selbst kleinräumiger Strukturen.

Schwierigkeiten bei der Anwendung liegen vor allem bei der Auswahl der relevanten Schußfamilien und der Abschätzung von Randeffekten. Insbesondere bei komplexen Strukturen und Geschwindigkeitsverteilungen ist eine vorangehende Identifizierung von markanten Einsätzen in den Schußfamilien zum Beispiel durch Vorwärtsmodellierung ratsam. Testmigrationen einzelner Schußfamilien oder für ausgewählte Horizonte können Aufschluß über den abgedeckten Untergrundbereich geben und damit die Auswahl der Eingabedaten erleichtern. Umsortierungen und Wellenfeldfortsetzungen bei einseitigen Auslagen bieten eine weitere Möglichkeit die Apertur künstlich zu vergrößern und Randeffekte abzuschwächen. Bei der synthetischen Erzeugung einer beidseitigen (*splitspread*) Akquisitionsgometrie ändert sich zwar bei der TA-Migration nichts, die für die CFP-Migration entscheidende Neigungsbestimmung kann dadurch jedoch erheblich verbessert werden. Diese Aperturprobleme treten bei anderen Migrationen ebenfalls auf und sollten daher nicht überbewertet werden, zumal im Gegenzug erlaubt wird, zielorientiert einzelne Bereiche des Untergrundes auszuwählen und gesondert zu untersuchen.

Auch die Geschwindigkeitsanalysen mit Hilfe des diffraktierten Wellenfeldes sind erfolgversprechend und bieten die Möglichkeit das Makrogeschwindigkeitsmodell zu überprüfen. Die Neigungsanalysen dagegen scheinen erst nach vorheriger Unterdrückung des reflektierten Wellenfeldes verwendbare Informationen zu liefern.

Zusammenfassend kann die Eignung der neu entwickelten Methode zur Analyse und Abbildung diffraktierter Wellenfelder auch bei realen Datensätzen als positiv bewertet werden. Anwendungen in den verschiedenen Bereichen der Seismik stehen noch aus, um die Einsatzfähigkeit und Gültigkeitsgrenzen der Methode genauer festzulegen.



## Kapitel 7

# Diskussion und Ausblick

Nach den vorgestellten Anwendungsbeispielen mit synthetischen und realen Datensätzen kann die neu entwickelte Methode durchweg positiv bewertet werden. Vor allem in Verbindung mit der parallel erstellten TA-Sektion liefert die CFP-Migration wertvolle Zusatzinformationen zur Interpretation der abgebildeten Strukturen. Da die Abbildung der Reflektoren sowie der Diffraktoren auf den gleichen kinematischen und dynamischen Modellierungsergebnissen beruht, können beide resultierenden Sektionen direkt in Struktur, Amplitude und Phase miteinander verglichen werden, um mit der komplementären Information eine umfassende Vorstellung über die vorliegenden Untergrundstrukturen zu gewinnen.

### 7.1 Umsetzung von Theorie und Methodik

Die theoretischen Grundlagen, welche auf der paraxialen Strahlentheorie und der Edge-Wave-Theorie basieren, konnten erfolgreich in eine flexible Methode zur Modellierung, Migration und Analyse diffraktierter Wellenfelder umgesetzt werden. Durch den Einsatz der doppelten Diffraktionsstapelung zur Neigungsbestimmung wurde eine automatische Technik geschaffen, um den für die CFP-Korrektur entscheidenden Phasenwechsel jeweils individuell über die Analyse der relevanten Eingabedaten festzulegen. Dies ist die Grundvoraussetzung für die Realisierung der CFP-Migration ohne Inanspruchnahme zusätzlicher Vorabinformationen über die Neigung der Strukturen. Die am Analysepunkt im Untergrund, d.h. dem Zielbereich, ausgerichtete Datenauswahl hat sich sowohl bei der CFP-Migration und den Fokussierungsanalysen als auch bei der Anwendung auf außergewöhnliche Datensätze (z.B. OBH-Experimente, Multiplenanalyse) bewährt.

Obwohl die theoretischen Überlegungen zur Entwicklung der Analyse und Migrationsmethode von der Betrachtung einer einzelnen Diffraktionskante ausgehen, konnten die daraus abgeleiteten Vorhersagen über Phasen- und Amplitudenverhalten auch bei komplexeren Streukörpern in synthetischen wie realen Datenbeispielen bestätigt werden.

Die Unterschiede zwischen CFP-Stapelung und CFP-Migration sind in Tabelle 7.1 zusammengestellt. Der bemerkenswerteste Punkt ist hierbei die automatische Neigungsbestimmung bei der CFP-Migration, die den entscheidenden Faktor für die Gewährleistung einer destruktiven Interferenz bei Reflexionen darstellt. Während bei der Migration die Summation für Reflexionen wie für Diffraktionen entlang identischer Laufzeitkurven erfolgt, werden bei der CFP-Stapelung und der dazu komplementären CMP-Stapelung nämlich unterschiedliche Laufzeitkorrekturen für Reflexionen und Diffraktionen angewendet und bilden somit neben der diffraktionsspezifischen Phasencharakteristik einen weiteren Faktor zur Trennung beider Wellenfeldanteile.

Die Analyse der Dynamik von Diffraktionen zur Neigungsbestimmung an Diffraktionskanten lieferte zwar bei synthetischen Modellen verwertbare Ergebnisse, bei der Anwendung auf Felddaten verhindert der starke Anteil an reflektierter Energie jedoch eine ähnliche Auswertung der Fokussierungsanalysen. Die Geschwindigkeitsanalysen durch Variation der Summationskurven scheinen dagegen erfolgversprechender zu sein. Das gute Auflösungsvermögen konnte sowohl bei synthetischen wie auch realen Anwendungen beobachtet werden und ermöglicht zumindest qualitative Aussagen über die Zuverlässigkeit des Makromodells zu machen. Durch Einbeziehung des verwendeten Geschwindigkeitsmodells ließen sich diese Informationen auch in Intervallgeschwindigkeiten umrechnen. Da derartige Fokussierungsanalysen nur an identifizierten Diffraktionspunkten durchführbar sind, muß ihnen eine CFP-Migration zur Bestimmung der Diffraktoren vorausgehen. Der Aufbau eines kompletten Makromodells allein aus diesen Daten ist nur möglich, falls verwertbare diffraktierte Einsätze im gesamten Modellbereich vorhanden sind. Ob diese Voraussetzung bei seismischen Erkundungen in der kristallinen Kruste oder bei flachseismischen Messungen über kleinräumigen Streukörpern zutrifft, bleibt zu untersuchen. Sensitivität und Anwendungsbereiche insbesondere der Neigungsanalyse könnten beträchtlich verbessert bzw. erweitert werden, indem, vor Durchführung der Fokussierungsanalysen, das diffraktierte Wellenfeld extrahiert oder das reflektierte unterdrückt wird.

CFP-Stapelung	CFP-Tiefenmigration
CFP-"gestapelte" Sektion im Zeitbereich	migrierte Sektion im Tiefenbereich
Makromodell definiert durch eine gemittelte Geschwindigkeit $v_{rms}(x,t)$	2-D Makrogeschwindigkeitsmodell definiert durch $v_{int}(x,z)$
horizontale Schichtung mit Diffraktionskanten	komplexe Untergrundstrukturen mit Diffraktionspunkten verschiedener Neigung oder Geometrie
hyperbolische Moveout-Korrektur innerhalb einer CMP-Familie	kinematische Datenauswahl in Schußfamilie gemäß modellierter Diffraktionslaufzeit
Unterdrückung reflektierter Einsätze bei der Stapelung aufgrund unterschiedlicher Laufzeiten und der Phasencharakteristik	Unterdrückung reflektierter Einsätze bei der Migration nur aufgrund der Phasencharakteristik
_____	Korrektur der geometrischen Ausbreitungsverluste gemäß dynamisch modellierten Spreading-Faktoren
_____	Transmissionsverluste im Oberbau kompensiert
nur Primäreinsätze	"symmetrische", jedoch individuell wählbare Strahlwege (z.B. konvertierte Wellen, Mehrfachreflexionen)
_____	flexible Handhabung von Daten mit unterschiedlichem Quell- und Aufnehmerniveau
dynamische Korrektur: Diffraktionsantwort = $f(\text{Offset}, t_D)$ (Berryhill, 1977)	dynamische Korrektur: Edge-Wave-Diffraktionsantwort = $d_{EW}(\tau_D - \tau_P)$ (Klem-Musatov und Aizenberg, 1985)
_____	amplitudengetreue Abbildung

Tabelle 7.1: Vergleich zwischen CFP-Stapelung und CFP-Tiefenmigration.

## 7.2 Anwendungsmöglichkeiten

Hauptanwendungsmöglichkeiten der entwickelten Methode können in der amplitudentreuen ziel- und objektorientierten Analyse und Migration reflexionsseismischer Daten vor dem Stapeln gesehen werden. Durch die Formulierung der Methode für schußsortierte Daten wird eine selektive und effiziente Profilbearbeitung ermöglicht, die nahezu ohne jegliche Vorbearbeitung oder Umsortierung der Eingabedaten auskommt. Als Analyseobjekte stehen vor allem Störzonen mit Reflektorversätzen, Abbruchkanten oder anderen Streukörpern im Vordergrund. Mit Hilfe der CFP-Sektion können diese zum Beispiel gegenüber lokalen Geschwindigkeitsvariationen oder ungelösten Statikproblemen abgegrenzt werden. Die Abbildung von Bereichen der Erdkruste oder des Erdmantels, die sich auf reflexionsseismischen Tiefenprofilen durch starke diffraktierte Energie auszeichnen, könnte ein weiteres zukünftiges Ziel der CFP-Migration darstellen. Konventionelle Bearbeitungsmethoden versagen in diesen Gebieten weitgehend bei der Erstellung interpretierbarer Sektionen. Die komplementäre Information über Reflektoren und Diffraktoren könnte hier neue Impulse zur Interpretation und Charakterisierung der vorliegenden Strukturen bieten.

Neben diesen weit gefächerten strukturellen Zielobjekten der CFP-Migration, erlaubt die Flexibilität der realisierten Migrationsmethode auch den Einsatz bei speziellen Aufnahmeconfigurationen. Nachdem die einseitige Rückrechnung bzw. Fortsetzung des Wellenfeldes anhand eines synthetischer OBH-Datensatzes erfolgreich demonstriert werden konnte, kann die Erprobung der TA- und CFP-Migration bei VSP-Experimenten als weiteres wichtiges Anwendungsgebiet angesehen werden. Amplitudentreue Abbilder des Untergrundes aus Bohrlochdaten sind insbesondere bei der Reservoircharakterisierung in der Explorationsseismik von großem Interesse. Inwieweit eine Ausdehnung dieser Migrationsmethode auch auf Tauchwellen oder refraktierte Einsätze praktikabel ist, ist noch nicht abzusehen.

## 7.3 Probleme und Einschränkungen

Die Einschränkungen und Schwierigkeiten der vorgestellten Methode sind zweierlei Art: Einerseits kann der Modellaufbau Komplikationen verursachen, für die noch keine zufriedenstellende Lösung bereitsteht, andererseits können aufgrund von Aperturproblemen sowohl bei der TA-Migration als auch bei der CFP-Migration Artefakte auftreten, die bei der Interpretation erkannt werden müssen.

### 7.3.1 Modellaufbau

Der gewählte Modellaufbau aus geraden Grenzflächenabschnitten bedingt bei der Repräsentierung komplexer Strukturen automatisch Ecken, die zu Schattenzonen und Diskontinuitäten im strahlen-theoretischen Wellenfeld führen. Während diese Irregularitäten für eine Grenzfläche relativ einfach durch die Edge-Wave-Superposition korrigiert werden können, wächst der Aufwand bei mehreren aufeinanderfolgenden Grenzschichten durch mehrfach diffraktierte Wellen exponentiell. Dieser Aufwand ist zwar bei der Modellierung noch handhabbar, beim Migrationsverfahren durch Diffraktions-schießen ist er aber weder zu realisieren, noch erscheint er zwingend notwendig. Durch die Summation innerhalb einer Schußfamilie und durch Überlagerung der Einzelresultate mehrerer Schußfamilien ist der Einfluß kleinräumiger Diskontinuitäten im Migrationsoperator in den meisten Fällen derart verdeckt, daß er kaum feststellbar sein wird. Außerdem liegt bei der gewichteten Diffraktionsstapelung bisher nur ein erster Ansatz zur Berücksichtigung von Diffraktionen im Oberbau vor. Ein zusätzliches Problem stellen die stückweise geraden Grenzflächen bei paraxialen Approximationen dar. Ihr Gültigkeitsbereich reicht nämlich nur bis zur nächsten Modellecke, da z.B. eine im Modell angestrebte Krümmung, die durch verschieden geneigte Abschnitte angenähert wird, von der Paraxialstrahlapproximation nicht erkannt wird. Dies kann selbst in der nächsten Umgebung fehlerhafte Laufzeitapproximationen verursachen, die bei der Edge-Wave-Methode wiederum falsche Amplitudenwerte nach sich zieht. Diese Ungenauigkeiten sollten bei der Modellierung stärker zu Tage treten als bei der Überlagerung zur migrierten Sektion. Bei der Vorwärtsmodellierung mit realistischen Untergrundmodellen konnte diese Art des Zell-Ray-Tracing aber dennoch zufriedenstellende Ergebnisse liefern (Klaeschen et al., 1994). Verbesserungsvorschläge in Hinsicht auf das Migrationsverfahren zielen darauf ab, das verwendete Makromodell zu glätten und gleichzeitig beim Ray-Tracing die Detektionsschwelle für Wellenfelddiskontinuitäten grob einzustellen. Neben der Vermeidung von Schattenzonen im Oberbau und der damit verbundenen Problematik bei der Diffraktionsstapelung könnte somit auch die CFP-Korrektur effizienter und stabiler gemacht werden. Da sowohl die TA-Migration als auch die CFP-Migration unabhängig vom verwendeten Ray-Tracing-Algorithmus angewendet werden können, wäre natürlich auch die Übertragung auf andere dynamische Ray-Tracing-Programme, die gekrümmte Grenzflächen im Makromodell einschließen, möglich.

### 7.3.2 Randeffekte

Randeffekte aufgrund des begrenzten Datenvolumen kommen bei anderen Migrationsmethoden ebenfalls vor. Die hier verwendete Neigungsbestimmung, die das CFP-Migrationsergebnis maßgeb-

lich beeinflusst, reagiert überdies sehr empfindlich, wenn die Diffraktionsstapelung zeitlich oder lateral an die Grenzen des Datenvolumens stößt. Bei einseitigen Auslagen können diese Effekte durch Umsortierung zu einer künstlichen Splitspread-Geometrie teilweise reduziert werden. Ein Hilfsmittel bei der Einschätzung von Artefakten ist zudem der Vergleich der beiden resultierenden Sektionen: Durch die analoge Handhabung bei der Abbildung von Reflektoren wie Diffraktoren können Tiefenlage, Amplitude, Phase und Signalform herangezogen werden, um Artefakte zu erkennen und die Interpretation zu unterstützen.

### 7.3.3 Parameterwahl

Die Flexibilität der realisierten Methode setzt zugleich ein gewisses Verständnis des Anwenders bezüglich Parameterwahl und Signifikanz der Ergebnisse voraus. In diesem Zusammenhang sei die dem Anwender überlassene Wahl der Migrationsschrittweite erwähnt. Der optimale Kompromiß zwischen Rechenaufwand und Auflösungsvermögen hängt von der Wellenlänge, den Geschwindigkeitsvariationen und den vorkommenden Neigungen ab. Meist sind dazu Testmigrationen durchzuführen. Da das vorgestellte Verfahren auf die Migration kleinerer Zielgebiete mit homogenen Eigenschaften ausgerichtet ist, werden die Wellenfeldattribute durch Diffraktionsschießen auf einem regelmäßigen Tiefengitter berechnet. Bei starken Geschwindigkeitsänderungen sollte daher das Zielgebiet in einzelne Bereiche mit ähnlichen Geschwindigkeitswerten eingeteilt werden und insbesondere die vertikale Schrittweite jeweils diesem angepaßt werden. Auch das Migrationsergebnis kann in Gegenwart von Grenzflächen innerhalb des Analysegebietes stark beeinträchtigt werden. Sowohl das diskontinuierliche Verhalten der Amplituden- und Spreading-Faktoren über eine Grenzfläche hinweg als auch Brechungseffekte können Amplitudenvariationen und Signalverzerrungen im migrierten Abbild vortäuschen und sollten bei der Interpretation bedacht werden. Während die Verzerrungen bei Tiefenmigrationen allgemein bekannt sind, beruhen die Amplitudeneffekte auf der Berücksichtigung der Dynamik der Wellenausbreitung.

### 7.4 Erweiterungen

Bei 2-D oder 2.5-D Betrachtungen, wie in dieser Arbeit erfolgt, kommt natürlich die Frage nach der Ausdehnung auf den 3-D Fall auf. Dies kann entweder hinsichtlich des Modellaufbaus oder in Bezug auf die Methode im allgemeinen verstanden werden. Bei ersteren wird die 3-D Erweiterung ausgehend vom hier verwendeten 2-D Modellaufbau nur mit erheblichem Aufwand zu bewerkstelligen sein. Andere Modellparametrisierungen sind hier sicher wesentlich flexibler und vorteilhafter. In

diesem Zusammenhang wären geologische 3-D Untergrundrepräsentationen, wie z.B. mit Hilfe des auf planaren Dreiecken basierenden GOCAD-Systems zu nennen (Mallet, 1989). Hinsichtlich der 3-D Vorwärtsmodellierung seismischer Wellenfelder existieren bereits Programme, welche die Edge-Wave-Diffraktionen und das 3-D Pendant der Tip-Waves berücksichtigen (Pajchel und Moser, 1995). Derartige Modellierungspakete würden daher einen erfolgversprechenden Ausgangspunkt für eine 3-D Modellerweiterung bieten. Die Methode der CFP-Migration theoretisch ist relativ einfach auf den 3-D Fall umzustellen: So kann zum Beispiel durch eine zusätzliche Gewichtsfunktion bei der Diffraktionsstapelung zur Azimutbestimmung die lokale Neigung auch im 3-D Untergrund definiert werden. Sofern noch eine weitere Annahme über die Orientierung der diffraktierenden Kante im Raum gemacht werden kann, ließe sich damit die Schattengrenze definieren. Die Schattengrenze wäre in diesem Fall durch zwei Winkel für die Neigung im Raum und die Orientierung der Kante am Analysepunkt charakterisiert. Eine flexible Modellrepräsentation wäre jedoch Grundvoraussetzung für die Realisierung einer solchen 3-D Erweiterung.

Dynamische 3-D Ray-Tracing-Methoden werden für die Vorwärtsmodellierung (Pajchel und Moser, 1995) und poststack Migrationen (Filpo und Hubral, 1995) bereits eingesetzt. Für 3-D prestack Migrationen stellt der notwendige Aufwand aber immer noch große Anforderungen an die Rechnerleistung. Übertragungen der zur TA-Migration notwendigen dynamischen Wellenfeldattribute auf kinematische Größen sind daher aktuell in der Diskussion (Sun, persönliche Mitteilung). Auch bei der CFP-Migration ist die Reduktion der notwendigen dynamischen Attribute alleine auf kinematische Größen zu überlegen. Bei Vorliegen einer kinematischen Lösung für die TA-Migration wäre speziell für die CFP-Migration nur noch die Edge-Wave-Diffraktionsantwort von der paraxialen Laufzeitapproximation loszulösen. Da der ausschlaggebende Faktor bei der CFP-Migration der Phasenwechsel an der Schattengrenze ist, wäre auch eine vereinfachte Näherungsformel, die nur von der Laufzeit und der Scheingeschwindigkeit des Schattenstrahls und denen der diffraktierten Strahlen abhängt, zur Kompensation des Amplitudenabfalls bei Diffraktionen denkbar. Damit könnte die CFP-Migration auch im 2-D Fall robuster und auf ganze Datensätze anwendbar gemacht werden.

Auch eine 3-D Modifikation für die Fokussierungsanalysen ist vorstellbar. Ihre Anwendbarkeit wird aber weiterhin von der Präsenz reflektierter Wellenfeldanteile beeinflusst bleiben. Neben allgemeinen Methoden zur Wellenfeldseparation sollte auch die am Resultat der TA-Migration ausgerichtete individuelle Berücksichtigung von Reflexionen in Betracht gezogen werden. Dabei könnten mit Hilfe des TA-Signals, der ermittelten Neigung und den paraxialen Größen das reflektierte Wellenfeld in der Umgebung des Analysepunktes simuliert und somit kompensiert werden. Eine andere Möglichkeit zur Hervorhebung der Diffraktionen besteht in einer Komponentenzerlegung des registrierten Wellenfeldes: Während die Vertikalkomponente in der Steilwinkelseismik vor allem durch die

Reflexionen dominiert wird, treten in der Horizontalkomponente die meist schräg einfallenden Diffraktionen stärker hervor (Fertig und Müller, 1979). Die Verwendung der Horizontalkomponente verspricht daher eine Verbesserung der auf Diffraktionen ausgerichteten Fokussierungsanalysen.

## 7.5 Ausblick

In der vorangehenden Diskussion sind bereits erfolgversprechende Anwendungsmöglichkeiten und sinnvolle Erweiterungen in Bezug auf die CFP-Migration angesprochen worden. Daher soll in diesem Abschnitt ein etwas allgemeinerer Gesichtspunkt hinsichtlich der vorgestellten Methodik und zukünftiger Weiterentwicklungen im Mittelpunkt stehen. Dazu soll der in der Einleitung benutzte Begriff der objektorientierten Analyse wieder aufgegriffen werden. Bei der CFP-Migration entsprechen diesen Objekten Diffraktionsstrukturen, die in seismischen Daten im wesentlichen durch ihre besondere Phasencharakteristik auffallen. Genau anhand dieser Merkmale konnten sie aus dem Gesamtwellenfeld extrahiert und als Diffraktoren abgebildet werden. Für die anschließenden Reflektoren wurde ein anderer Abbildungsoperator verwendet, der auf die ausbreitungsspezifischen Charakteristika von Reflexionen zugeschnitten war, so daß zum einen die TA-Sektion daraus resultierte und zum anderen die Neigung der Untergrundstrukturen bestimmt werden konnte. Neben diesen drei Beispielen, die in dieser Arbeit kombiniert wurden, sind noch andere Operatoren, welche auf ein Objekt oder eine Untergrundeigenschaft ausgerichtet sind, denkbar. So ließen sich zum Beispiel Konversionspunkte (Balch und Erdemir, 1994) oder Strukturen mit einem charakteristischen Krümmungsradius (Stolte, 1995) abbilden. Weitere Zielobjekte könnten Pinchout-Strukturen, Prismenwellen (Hawkins, 1994) oder auch die Frequenzbandbreite der Signale darstellen.

In diesem Zusammenhang stehen noch zahlreiche Anwendungsmöglichkeiten offen. Sicherlich beinhalten sie nicht alle ein ähnliches Potential an komplementären Informationen, wie es bei der Kombination von Reflexionen und Diffraktionen zu finden ist. Die objektorientierte Strategie mag jedoch auch auf anderen Gebieten neue Impulse zur Datenanalyse und -bearbeitung geben. Insbesondere könnten damit die konventionellen "statischen" Bearbeitungsschemata, welche versuchen verschiedene Phänomene und Zusammenhänge in einer, jedoch unzureichenden, Modellvorstellung zu vereinen, aufgelockert werden, so daß einer flexibleren Bearbeitungsweise der Weg bereitet wird.

In diesem Sinne sollte der Zweck dieser Arbeit nicht nur unter rein anwendungsspezifischen Gesichtspunkten betrachtet werden, sondern auch in Hinblick auf die Entwicklung einer neuen Bearbeitungsphilosophie und -strategie, die sich einerseits individuell den Eingabedaten anpaßt und andererseits auf die Strukturen von Interesse zugeschnitten ist.



## Literaturverzeichnis

- Abramowitz, M., und I. A. Stegun, 1972. Handbook of mathematical functions. 10th edition, Dover Publications, New York.
- Al-Yahya, K., 1989. Velocity analysis by iterative profile migration. *Geophysics*, **54**, 718-729.
- Arnold, V. I., 1967. Characteristic classes entering in quantization conditions. *Funct. Anal. Appl.*, **1**, 1-13.
- Audebert, F., 1993. Migrated focus panels: focusing analysis reconciled with prestack depth migration. 63rd Internat. Mtg. Soc. Expl. Geophys., Expanded Abstracts, 961-964.
- Balch, A. H., und C. Erdemir, 1994. Sign-change correction for prestack migration of P-S converted wave reflections. *Geophysical Prospecting*, **42**, 637-663.
- Ben-Menahem, A. und W. B. Beydoun, 1985. Range of validity of seismic ray and beam methods in general inhomogeneous media - 1. General theory. *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **82**, 207-234.
- Berryhill, J. R., 1977. Diffraction response for nonzero separation of source and receiver. *Geophysics*, **42**, 1158-1176.
- Beydoun, W. B., und T. H. Keho, 1987. The paraxial ray method. *Geophysics*, **52**, 1639-1653.
- Bleistein, N., 1984. *Mathematics of Wave Phenomena*, Academic Press, New York.
- Bleistein, N., 1987. On the imaging of reflectors in the earth. *Geophysics*, **52**, 931-942.
- Bobsien, M., 1995. Entwicklung und Einsatz eines Hoch-Frequenz-Ozeanboden-Hydrophons zur hochauflösenden Bestimmung von Kompressionswellengeschwindigkeiten in Sedimenten. *Ber. Sonderforschungsbereich 313*, Nr. 56, Universität Kiel.
- Bortfeld, R., und M. Kiehn, 1992. Reflection amplitudes and migration amplitudes (zero-offset situation). *Geophysical Prospecting*, **40**, 873-884.
- Červený, V., 1985. The application of ray tracing to the numerical modeling of seismic wavefields in complex structures. In: *Seismic shear waves*, G. Dohr, Ed., 1-124, *Handbook of Geophysical Exploration*, Section I. Seismic Exploration, **15A**, Geophysical Press, London - Amsterdam.

- Červený, V., 1987. *Ray methods for three-dimensional seismic modelling*. Petroleum Industry Course. The Norwegian Institute of Technology.
- Červený, V., 1989. Seismic ray theory. In: *Encyclopedia of Solid Earth Geophysics*, D. E. James, Ed., Van Nostrand Reinhold Co., New York, 1098-1108.
- Červený, V., I. A. Molotkov und I. Pšenčík, 1977. *Ray Method in Seismology*. Univerzita Karlova, Praha.
- Červený, V., M. M. Popov und I. Pšenčík, 1982. Computations of wave-fields in inhomogeneous media - the Gaussian beam approach. *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **70**, 109-128.
- Červený, V., und J. E. P. Soares, 1992. Fresnel volume raytracing. *Geophysics*, **57**, 902-915.
- Denelle, E., Y. Dezard und J. Raoult, 1986. 2-D prestack depth migration in the (S-G-W) domain. 56th Internat. Mtg. Soc. Expl. Geophys., Expanded Abstracts, 327-330.
- Deregowski, S. M., 1986. What is DMO? *First Break*, **4**, 7-24.
- Doornbos, D. J., 1989. Seismic diffraction. In: *Encyclopedia of Solid Earth Geophysics*, D. E. James, Ed., Van Nostrand Reinhold Co., New York, 1018-1024.
- Fertig, J., und G. Müller, 1979. Approximate diffraction theory for transparent half-planes with application to seismic-wave diffraction at coal seams. *J. Geophys.*, **46**, 349-367.
- Filpo, E., und P. Hubral, 1995. Numerical tests of 3D true-amplitude zero-offset migration. *Geophysical Prospecting*, **43**, 119-134.
- Gebrande, H., 1976. A seismic ray tracing method for two-dimensional inhomogeneous media. In: *Explosion seismology in Central Europe*, P. Giese, C. Prodel und A. Stein, Eds., Springer Verlag, Berlin.
- Gelchinsky, B., E. Landa und V. Shtivelman, 1985. Algorithms of phase and group correlation. *Geophysics*, **50**, 596-608.
- Geoltrain, S., und E. Chovet, 1991. Automatic association of kinematic information to prestack images. 61st Internat. Mtg. Soc. Expl. Geophys., Abstracts of Papers, 890-892.
- Haagedorn, J. G., 1954. A process of seismic reflection interpretation. *Geophysical Prospecting*, **2**, 85-127.
- Hanitzsch, C., P. Hubral und J. Schleicher, 1994. True-amplitude migration of 2D synthetic data. *Geophysical Prospecting*, **42**, 445-462.
- Harlan, W. S., J. F. Claerbout und F. Rocca, 1984. Signal/noise separation and velocity estimation. *Geophysics*, **49**, 1869-1880.
- Hawkins, K., 1994. The challenge presented by North Sea Central Graben salt domes to all DMO algorithms. *First Break*, **12**, 327-343.
- Hiltermann, F. J., 1970. Three-dimensional seismic modeling. *Geophysics*, **35**, 1020-1037.
- Hiltermann, F. J., 1975. Amplitudes of seismic waves - a quick look. *Geophysics*, **40**, 745-762.

- Hörmander, L., 1971. Fourier integral operators. *Acta Mathematica*, **127**, 79-183.
- Hubral, P., J. Schleicher und M. Tygel, 1992. Three-dimensional paraxial ray properties, Part II: Applications. *J. Seis. Expl.*, **1**, 347-362.
- Hubral, P., M. Tygel und H. Zien, 1991. Three-dimensional true-amplitude zero-offset migration. *Geophysics*, **56**, 18-26.
- Jeannot, J.-P., J. P. Faye und E. Denelle, 1986. Prestack migration velocities from depth focusing analysis. 56th Internat. Mtg. Soc. Expl. Geophys., Expanded Abstracts, 438-440.
- Jeannot, J.-P., und I. Berranger, 1994. Ray-mapped focusing: a migration velocity analysis for Kirchhoff prestack depth migration. 66th Internat. Mtg. Soc. Expl. Geophys., Expanded Abstracts, 1326-1329.
- Kampfmann, W., 1988. A study of diffraction-like events on DEKORP 2-S by Kirchhoff theory. *J. Geophys.*, **62**, 163-174.
- Kanasewich, E. R., und S. M. Phadke, 1988. Imaging discontinuities on seismic sections. *Geophysics*, **53**, 334-345.
- Keller, J. B., 1958. Corrected Bohr-Sommerfeld quantum conditions for non-separable systems. *Annales Physicae*, **4**, 180-188.
- Keller, J. B., 1962. A geometrical theory of diffraction. *J. Opt. Soc. Am.*, **52**, 116-130.
- Kläschen, D., 1995. *Strahlenseismische Modellierung unter Berücksichtigung von Mehrfachdiffraktionen mithilfe der Edge-Waves: Theorie und Anwendungsbeispiele*. Dissertation, Universität Kiel, in Vorbereitung.
- Klaeschen, D., I. Belykh, H. Gribidenko, S. Patrikeyev und R. von Huene, 1994. Structure of the Kuril Trench from seismic reflection records. *J. Geophys. Res.*, **99**, B12, 24,173-24,188.
- Klaeschen, D., W. Rabbel und E. R. Flueh, 1994. An automated ray method for diffraction modelling in complex media. *Geophys. J. Int.*, **116**, 23-38.
- Klaeschen, D., R. von Huene, 1990. Ocean Drilling Program site survey seismic record - Oregon. Internat. Conf. on Fluids in Subduction Zones. Abstracts Volume.
- Klem-Musatov, K. D., 1980. The theory of edge waves and its application in seismology. Nauka, Novosibirsk (in Russian).
- Klem-Musatov, K. D. und A. M. Aizenberg, 1985. Seismic modelling by methods of the theory of edge waves. *J. Geophys.*, **57**, 90-105.
- Klem-Musatov, K. D. und A. M. Aizenberg, 1989. The edge wave superposition method (2-D scalar problem). *Geophys. J. Int.*, **99**, 351-367.
- Klem-Musatov, K. D., A. M. Aizenberg, P. Pajchel und H. Helle, 1994. *Edge & tip diffractions: theory and applications in seismic prospecting*. Lecture Notes, Norsk Hydro, Bergen.

- Krey, T., 1952. The significance of diffraction in the investigation of faults. *Geophysics*, **17**, 843-858.
- Krohn, C. E., S. N. Blakeslee, S. T. Chen, J. R. Myron, R. K. McClure und J. T. Parks, 1995. A cost effective reservoir imaging method using multiazimuth offset VSPs. *Leading Edge*, **14**, 787-794.
- Kuhn, M. J., 1985. A look beyond the CMP concept. *First Break*, **3**, 17-21.
- Kunz, B. F. J., 1960. Diffraction problems in fault interpretation. *Geophysical Prospecting*, **8**, 381-388.
- Landa, E., V. Shtivelman und B. Gelchinsky, 1987. A method for detection of diffracted waves on common-offset sections. *Geophysical Prospecting*, **35**, 359-373.
- MacKay, M. E., G. F. Moore, G. R. Cochrane, J. C. Moore und L. D. Kulm, 1992. Landward vergence and structural trends in the Oregon margin accretionary prism: implications and effect on fluid flow. *Earth planet. Sci. Lett.*, **109**, 477-491.
- MacKay, S., und R. Abma, 1993. Depth-focusing analysis using wavefront-curvature criterion. *Geophysics*, **58**, 1148-1156.
- Mallet, J. L., 1989. GOCAD: a computer aided design program for geological applications. A. K. Turner (Ed.), *Proceedings of a NATO advanced research workshop*. Kluwer Publishing Company.
- Maslov, V. P., 1965. *Theory of Perturbations and Asymptotic Methods*. Izd. MGU, Moswa, SSSR.
- Meissner, R., 1983. *The Continental Crust*. International Geophysics Series, **34**, Academic Press.
- Pajchel, J., und T. J. Moser, 1995. Recursive cell raytracing. 57th Mtg. Europ. Assoc. Expl. Geophys., Extended Abstracts, **1**.
- Peddy, C., L. Brown, und S. Klemperer, 1986. Interpreting the deep structure of rifts with synthetic with synthetic seismic sections. *American Geophysical Union Geodynamics Series*, **13**, 301-311.
- Phadke, S., und E. R. Kanasewich, 1990. The resolution possible in imaging with diffracted seismic waves. *Geophysical Prospecting*, **38**, 913-931.
- Rabbel, W., 1987. *Seismische Erkundung oberflächennaher Störzonen: Strahlentheoretische Grundlagen und Feldbeispiele*. Dissertation, Universität Kiel.
- Reiter, E. C., M. N. Toksöz und G. M. Purdy, 1993. A semblance-guided median filter. *Geophysical Prospecting*, **41**, 15-41.
- Reiter, E. C., M. N. Toksöz, T. H. Keho und G. M. Purdy, 1991. Imaging with deep-water multiples. *Geophysics*, **56**, 1081-1086.
- Sandmeier, K.-L., 1990. *Untersuchungen der Ausbreitungseigenschaften seismischer Wellen in geschichteten und streuenden Medien*. Dissertation, Universität Karlsruhe (TH).
- Schleicher, J., 1993. *Bestimmung von Reflexionskoeffizienten aus Reflexionsseismogrammen*. Dissertation, Universität Karlsruhe (TH).
- Schleicher, J., M. Tygel und P. Hubral, 1993. 3-D true amplitude finite offset migration. *Geophysics*, **58**, 1112-1126.

- Schneider, W. A., 1978. Integral formulation for migration. *Geophysics*, **43**, 49-76.
- Schultz, P. S., und J. W. Sherwood, 1980. Depth migration before stack. *Geophysics*, **45**, 376-393.
- Sheriff, R. E., 1991. *Encyclopedic Dictionary of Exploration Geophysics*. 3rd Edition, Soc. Expl. Geophys., Tulsa.
- Steenthof, H., 1993. *Imaging of reflection seismic data with the Common-Reflecting-Element method*. Dissertation, Universität Kiel.
- Steinbeck, J., 1935. *Tortilla Flat*. Penguin Books, New York.
- Stolte, Ch., 1995. *E-Migration: Image Enhancement for Subsurface Objects of Constant Curvature in Ground Probing Radar Reflection Data*. Dissertation, Universität Kiel.
- Sun, J., 1995. 3-D crosswell transmissions: Paraxial ray solutions and reciprocity paradox. *Geophysics*, **60**, 810-820.
- Taner, M. T., F. Köhler und R. E. Sheriff, 1979. Complex seismic trace analysis. *Geophysics*, **44**, 1041-1063.
- Telford, W. M., L. P. Geldart, R. E. Sheriff und D. A. Keys, 1976. *Applied Geophysics*. Cambridge University Press, Cambridge.
- Trorey, A. W., 1970. A simple theory of seismic diffractions. *Geophysics*, **35**, 762-784.
- Trorey, A. W., 1977. Diffractions for arbitrary source-receiver locations. *Geophysics*, **42**, 1177-1182.
- Tygel, M., J. Schleicher und P. Hubral, 1992. Geometrical spreading correction of offset reflections in a laterally inhomogeneous earth. *Geophysics*, **57**, 1054-1063.
- Tygel, M., J. Schleicher und P. Hubral, 1994. Pulse distortion in depth migration. *Geophysics*, **59**, 1561-1569.
- Tygel, M., J. Schleicher, P. Hubral und C. Hanitzsch, 1993. Multiple weights in diffraction stack migration. *Geophysics*, **58** 1820-1830.
- Watts, T., und J. B. Bednar, 1983. Role of the alpha-trimmed mean in combining and analyzing seismic common depth-point gathers. 53rd Internat. Mtg. Soc. Expl. Geophys., Expanded Abstracts, 276-277.
- Widmaier, M. T., T. Müller, S. A. Shapiro und P. Hubral, 1995. Kirchhoff migration and elastic P-wave AVO analysis corrected for a thinly layered overburden. 57th Mtg. Europ. Assoc. Expl. Geophys., Extended Abstracts, 1.
- Yedlin, M. J., I. F. Jones and B. B. Narod, 1987. Application of the Karhunen-Loève Transform to diffraction separation. *IEEE Trans. Acoust., Speech, Signal Processing*, **ASSP-35**, 2-7.
- Yilmaz, Ö., 1987. Seismic Data Processing, In: S. M. Doherty, Ed., Series: *Investigations in Geophysics*, E. B. Neitzel, Series Ed., **2**, Soc. Expl. Geophys., Tulsa.



# Anhang A

## Propagatormatrizen

Neue Methoden und Entwicklungen der Strahlentheorie werden in zunehmenden Maße durch die Matrixschreibweise geprägt, da sie eine kompakte Formulierung auch in dreidimensionalen Medien erlaubt. Dabei kommt jedoch häufig der Zusammenhang zwischen der mathematischen Beschreibung der Propagatormatrizen und ihrer Anwendung oder Implementierung bei der dynamischen Strahlenmethode zu kurz. Die folgende Zusammenstellung der wichtigsten Eigenschaften der Propagatormatrizen und ihrer Bedeutung, insbesondere bei der Betrachtung sogenannter Plane-Rays in einem 2-D Medium, soll diesbezüglich eine kleine Hilfestellung sein.

Die allgemein übliche Verknüpfung von Matrizen durch Multiplikation von links, legt es nahe, die Reihenfolge der Argumente bei Propagatormatrizen so zu wählen, daß der Strahlverlauf anhand der Argumente leicht verfolgt werden kann. Im Gegensatz dazu wird hier jedoch die bereits eingeführte Konvention für die Reihenfolge der Argumente und Indizes beibehalten;  $\underline{\pi}(\vec{x}_{k-1}^+, \vec{x}_k^-)$  bezieht sich demnach auf den Strahlverlauf von  $\vec{x}_{k-1}^+$  nach  $\vec{x}_k^-$ . Für Matrizen werden in der folgenden Beschreibung grundsätzlich nichtkursive, fett gedruckte Symbole verwendet, wobei 4x4 Matrizen zur Kennzeichnung zusätzlich durch Unterstreichung gekennzeichnet sind. Im übrigen sind die aufgeführten Beziehungen nur gültig für Punkte auf einem Strahl  $\Omega$ , für den die Eikonalgleichung erfüllt ist.

### A.1 Bestandteile

Die 4x4 Propagatormatrix  $\underline{\underline{\Pi}}_{SG} = \underline{\underline{\Pi}}(\vec{x}_S, \vec{x}_G)$  des dynamischen Ray-Tracing beschreibt die geometrische Ausbreitung eines paraxialen Strahlbündels. Sie ist das Hauptelement der dynamischen oder paraxialen Strahlenmethode und ermöglicht die Berechnung der geometrischen Amplitudendivergenz sowie die Bestimmung der Phasenverschiebung aufgrund von Kaustiken. Dagegen können die anderen

Strahlattribute beim Ray-Tracing, wie z.B. Laufzeit oder Amplitudenfaktor, durch unabhängige skalare, allenfalls komplexe, Größen ausgedrückt werden.  $\underline{\Pi}_{SG}$  wird gewöhnlich in die vier 2x2 Untermatrizen  $Q_1, Q_2, P_1$  und  $P_2$  unterteilt:

$$\underline{\Pi}(\bar{x}_G, \bar{x}_S) = \begin{pmatrix} Q_1(\bar{x}_G, \bar{x}_S) & Q_2(\bar{x}_G, \bar{x}_S) \\ P_1(\bar{x}_G, \bar{x}_S) & P_2(\bar{x}_G, \bar{x}_S) \end{pmatrix}. \tag{A.1}$$

Betrachtet man eine lateral inhomogenes geschichtetes Medium, so kann die Wellenausbreitung aufgeteilt werden in Transformationen innerhalb von Regionen mit kontinuierlichen Geschwindigkeitsänderungen und Transformationen an Grenzflächen erster oder zweiter Ordnung. Diesen zwei Möglichkeiten entsprechend ist die Propagatormatrix  $\underline{\Pi}_{SG}$  das Ergebnis der Matrixmultiplikation der Strahlpropagatormatrizen  $\underline{\pi}$  und der Grenzflächenmatrizen  $\underline{F}$  (Abb. A.1):

$$\underline{\Pi}(\bar{x}_S, \bar{x}_G) = \underline{\pi}(\bar{x}_N^+, \bar{x}_G) \cdot \prod_{k=N}^1 [\underline{F}(\bar{x}_k) \cdot \underline{\pi}(\bar{x}_{k-1}^+, \bar{x}_k^-)]. \tag{A.2}$$

In der Literatur werden  $\underline{\pi}$  und  $\underline{\Pi}$  oft gleich benannt und symbolisiert; zur besseren Unterscheidung sollen hier jedoch jeweils verschiedene Symbole und Bezeichnungen verwendet werden. Plus- und Minuszeichen kennzeichnen, gemäß der gewählten Notation, den Strahlpunkt auf der Seite der einfallenden (-) bzw. der ausfallenden (+) Welle.  $\underline{\pi}(\bar{x}_{k-1}^+, \bar{x}_k^-)$  beschreibt den Strahlverlauf von  $\bar{x}_{k-1}^+$  auf der Strahlaustrittsseite der Grenzfläche  $k$  nach  $\bar{x}_k^-$  auf der Eintrittsseite der nächsten Grenzfläche, wobei  $\bar{x}_0^+ = \bar{x}_S$  (vergleiche Abb. A.1).

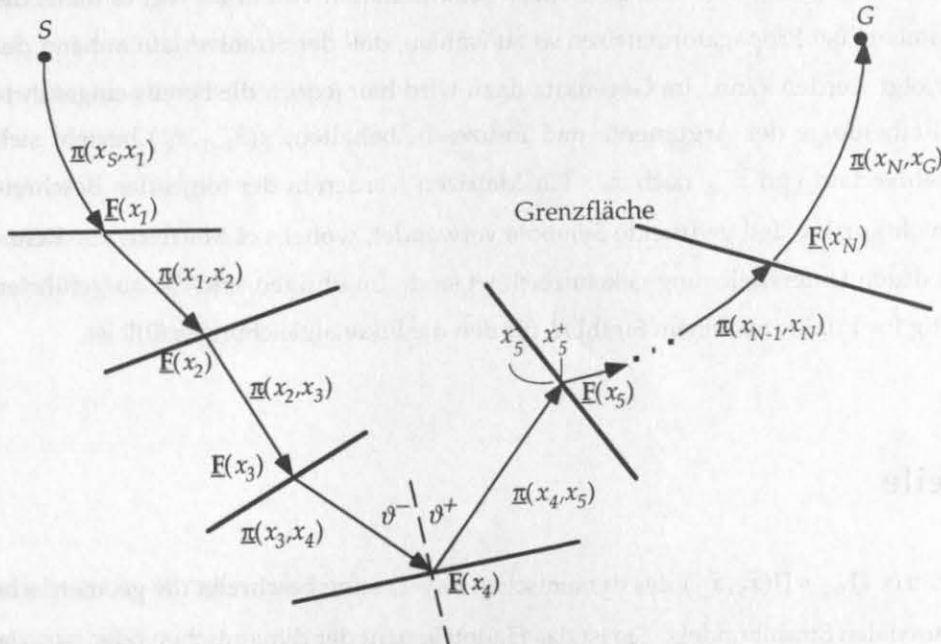


Abbildung A.1: Schema zur Illustration der Verbindung der Strahlpropagatormatrizen  $\underline{\pi}$  und der Grenzflächenmatrizen  $\underline{F}$  entlang des Strahlverlaufs (vergleiche Gl. A.2).



Bei beliebiger kontinuierlicher Geschwindigkeitsverteilung muß  $\underline{\Pi}$  schrittweise entlang des Strahls in aufwendiger Weise integriert werden, spezielle Geschwindigkeitsverteilungen erlauben jedoch analytische Lösungen; so zum Beispiel bei konstantem Geschwindigkeitsgradienten, welcher einen Kreisbogen als Strahlweg zur Folge hat.

Durch  $\underline{F}$  werden drei Einflüsse, welche eine Grenzfläche auf die betrachtete Welle ausüben kann, beschrieben: die Brechung bei einem Geschwindigkeitssprung, die Krümmung der Grenzfläche und die Inhomogenitäten bei Unstetigkeiten im Geschwindigkeitsgradienten an der Grenzfläche. Je nach Beschaffenheit der Grenzfläche und ihrer direkten Umgebung vereinfachen sich die Beziehungen. Im Falle gerader Grenzflächen und konstanter Geschwindigkeiten ist  $\underline{F}$  für eine monotypisch reflektierte, d.h. nichtkonvertierte, Welle gar die 4x4 Einheitsmatrix.

## A.2 Eigenschaften

Einige der wichtigsten Eigenschaften von Propagatormatrizen, die im übrigen auch für die Strahlpropagatormatrizen und Grenzflächenmatrizen gültig sind, sind im folgenden aufgeführt (weitere Eigenschaften siehe z.B. Červený, 1985, 1987). Die Punkte  $S$ ,  $G$  und  $M$  liegen dabei alle auf einem gemeinsamen Strahl.

**Umkehrung der Strahlrichtung.** Liegen die Elemente der Propagatormatrix für den Strahl von  $G$  nach  $S$  vor, so kann die *reverse* Propagatormatrix für den umgekehrten Strahlverlauf daraus folgendermaßen bestimmt werden:

$$\underline{\Pi}(\vec{x}_S, \vec{x}_G) = \begin{pmatrix} \mathbf{P}_2^T(\vec{x}_G, \vec{x}_S) & \mathbf{Q}_2^T(\vec{x}_G, \vec{x}_S) \\ \mathbf{P}_1^T(\vec{x}_G, \vec{x}_S) & \mathbf{Q}_1^T(\vec{x}_G, \vec{x}_S) \end{pmatrix}. \quad (\text{A.3})$$

Der Unterschied zur *inversen* Propagatormatrix, welche ein anderes Vorzeichen bei den Nicht-Diagonalelementen aufweist (Červený, 1992), liegt darin begründet, daß die Anwendung der inversen Propagatormatrix die erfolgte Wellenausbreitung rückgängig macht, während der *reverse* Strahl die Wellenausbreitung bei Vertauschen von Start- und Endpunkt beschreibt.

**Kettenregel.** Einzelne Propagatormatrizen können durch Multiplikation von links miteinander verknüpft werden:

$$\underline{\Pi}(\vec{x}_S, \vec{x}_G) = \underline{\Pi}(\vec{x}_M, \vec{x}_G) \underline{\Pi}(\vec{x}_S, \vec{x}_M). \quad (\text{A.4})$$

Symmetriebeziehung und Kettenregel können verwendet werden, um Propagatormatrizen, die für einzelne Strahlabschnitte unabhängig und in beliebiger Richtung berechnet wurden, zu einem Gesamtstrahl zu verbinden.

### A.3 Plane-Rays

Die einzelnen Terme der Propagatormatrizen für Plane-Rays entstammen der Arbeit von Červený (1985) und wurden dem in dieser Arbeit betrachteten Modellaufbau aus Segmenten mit konstantem Geschwindigkeitsgradienten und geraden Begrenzungen angepaßt. Die Separation von in-plane ( $\parallel$ ) und off-plane ( $\perp$ ) Termen ist Hauptbestandteil der folgenden Formulierungen. Dementsprechend können die  $4 \times 4$  Strahlpropagator- und Grenzflächenmatrizen folgendermaßen auf zwei  $2 \times 2$  Matrizen reduziert werden:

$$\underline{\pi}(\bar{x}_{k-1}^+, \bar{x}_k^-) = \begin{pmatrix} \pi^{\parallel}(\bar{x}_{k-1}^+, \bar{x}_k^-) & 0 \\ 0 & \pi^{\perp}(\bar{x}_{k-1}^+, \bar{x}_k^-) \end{pmatrix} \quad (\text{A.5})$$

$$\underline{\mathbf{F}}(\bar{x}_{k-1}^+, \bar{x}_k^-) = \begin{pmatrix} \mathbf{F}^{\parallel}(\bar{x}_{k-1}^+, \bar{x}_k^-) & 0 \\ 0 & \mathbf{F}^{\perp}(\bar{x}_{k-1}^+, \bar{x}_k^-) \end{pmatrix}$$

#### Strahlpropagatormatrix bei konstantem Geschwindigkeitsgradienten

Bei konstantem Geschwindigkeitsgradienten zwischen den Strahlpunkten  $\bar{x}_{k-1}^+$  und  $\bar{x}_k^-$  ist der Strahlweg ein Kreisbogen und man erhält

$$\pi^{\parallel}(\bar{x}_{k-1}^+, \bar{x}_k^-) = \pi^{\perp}(\bar{x}_{k-1}^+, \bar{x}_k^-) = \begin{pmatrix} 1 & \int_{\bar{x}_{k-1}^+}^{\bar{x}_k^-} v(s) ds \\ 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (\text{A.6})$$

#### Grenzflächenmatrix bei geraden Grenzflächen

An geraden Grenzflächen wird die Transformation durch die Grenzflächenmatrizen wiedergegeben, wobei Einfallswinkel ( $\vartheta^-$ ) und Ausfallswinkel ( $\vartheta^+$ ) durch das Snellius'sche Reflexionsgesetz bestimmt werden:

$$\mathbf{F}^{\parallel}(\bar{x}_k) = \begin{pmatrix} \cos \vartheta_k^+ / \cos \vartheta_k^- & 0 \\ (E_{11}^- - E_{11}^+) / (\cos \vartheta_k^+ \cos \vartheta_k^-) & \cos \vartheta_k^- / \cos \vartheta_k^+ \end{pmatrix} \quad (\text{A.7})$$

$$\mathbf{F}^{\perp}(\bar{x}_k) = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} = \mathbf{I}$$

Der Faktor  $E_{11}^- - E_{11}^+$  beschreibt den Einfluß der Geschwindigkeitsgradienten an der Grenzfläche  $k$ . Im strahlzentrierten Koordinatensystem mit den Einheitsvektoren  $\hat{q}_1 = \hat{q}_2 \times \hat{q}_3 = \hat{n}$ ,  $\hat{q}_2 = \hat{y}$  und  $\hat{q}_3 = \hat{s}$ , die jeweils die Richtungen senkrecht zum Strahl, parallel zur Streichrichtung und entlang des Strahls definieren, gilt:

$$E_{11}^- = -\frac{\sin \vartheta^-}{(v^-)^2} \left\{ 2 \cos \vartheta^- \frac{\partial v}{\partial \hat{q}_1} + \sin \vartheta^- \frac{\partial v}{\partial \hat{q}_3} \right\} \tag{A.8}$$

$$E_{11}^+ = -\frac{\sin \vartheta^+}{(v^+)^2} \left\{ 2 \cos \vartheta^+ \frac{\partial v}{\partial \hat{q}_1} + \sin \vartheta^+ \frac{\partial v}{\partial \hat{q}_3} \right\}$$

Falls in der Umgebung von  $\bar{x}_k$  ein homogenes Medien an die Grenzfläche anschließt, so verschwindet der Inhomogenitätsfaktor. Für monotypische (PP- oder SS-) Reflexionen mit  $\vartheta^- = \vartheta^+$  folgt aus (A.7), daß  $\mathbf{F}$  in diesem Fall zur die 4x4 Einheitsmatrix wird.

**Paraxialmatrizen Q und P**

Die initialen Werte der Transformations- oder Paraxialmatrizen  $\mathbf{Q}_0, \mathbf{P}_0$  definieren den Wellentyp am Startpunkt, z.B. ebene Welle oder Punktquelle. Für Plane-Rays können diese Ausgangsmatrizen ebenfalls als diagonal angenommen werden und entsprechend in in-plane und off-plane Terme aufgeteilt werden. Die veränderte Geometrie der Welle am Strahlpunkt G wird analog zu (A.2) aus dem Matrixprodukt der jeweiligen 2x2 Einzelmatrizen errechnet:

$$\begin{pmatrix} Q_G^{\parallel} \\ P_G^{\parallel} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Q^{\parallel}(\bar{x}_G) \\ P^{\parallel}(\bar{x}_G) \end{pmatrix} = \pi^{\parallel}(\bar{x}_N^+, \bar{x}_G) \prod_{k=N}^1 \left[ \mathbf{F}^{\parallel}(\bar{x}_k) \pi^{\parallel}(\bar{x}_{k-1}^+, \bar{x}_k^-) \right] \begin{pmatrix} Q_0^{\parallel} \\ P_0^{\parallel} \end{pmatrix} \tag{A.9}$$

$$\begin{pmatrix} Q_G^{\perp} \\ P_G^{\perp} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Q^{\perp}(\bar{x}_G) \\ P^{\perp}(\bar{x}_G) \end{pmatrix} = \pi^{\perp}(\bar{x}_N^+, \bar{x}_G) \prod_{k=N}^1 \left[ \mathbf{F}^{\perp}(\bar{x}_k) \pi^{\perp}(\bar{x}_{k-1}^+, \bar{x}_k^-) \right] \begin{pmatrix} Q_0^{\perp} \\ P_0^{\perp} \end{pmatrix}$$

### A.4 Paraxiale Laufzeitapproximation

Aufgabe der paraxialen Laufzeitapproximation (Paraxialstrahlapproximation) ist die Berechnung der Laufzeit von der Quellposition  $\bar{x}_S$  zu einem Punkt  $\bar{x}_G$  in der Nähe des Strahls, wobei von den bekannten Parametern des Strahls am Strahlpunkt  $\bar{x}_B$  ausgegangen wird. Werden bei der paraxialen Laufzeitapproximation zweiter Ordnung die lokalen Geschwindigkeitsgradienten mit berücksichtigt, ist Gleichung (3.33) folgendermaßen zu erweitern:

$$\begin{aligned} \tau_P(\bar{x}_S, \bar{x}_G; \bar{x}_B) = & \tau_R(\bar{x}_S, \bar{x}_B) + \frac{\hat{s} \cdot (\bar{x}_G - \bar{x}_B)}{v(\bar{x}_B)} \\ & - \frac{\hat{s} \cdot (\bar{x}_G - \bar{x}_B)}{v^2(\bar{x}_B)} \cdot \frac{\partial v}{\partial \hat{n}} \Big|_{\bar{x}_B} \cdot \hat{n} \cdot (\bar{x}_G - \bar{x}_B) - \frac{1}{2 \cdot v^2(\bar{x}_B)} \cdot \frac{\partial v}{\partial \hat{s}} \Big|_{\bar{x}_B} \cdot [\hat{s} \cdot (\bar{x}_G - \bar{x}_B)]^2 \\ & + \frac{P_2^{\parallel}(\bar{x}_S, \bar{x}_B)}{2 \cdot Q_2^{\parallel}(\bar{x}_S, \bar{x}_B)} \cdot [\hat{n} \cdot (\bar{x}_G - \bar{x}_B)]^2. \end{aligned} \quad (\text{A.10})$$

$\hat{s}$  bezeichnet die Strahlrichtung bei  $\bar{x}_B$ ,  $\hat{n}$  die entsprechende Normalenrichtung dazu. Die erste Zeile in (A.10) entspricht der Ebene-Welle-Approximation und bedient sich nur der Scheingeschwindigkeit, die mittlere Zeile enthält den Einfluß möglicher Geschwindigkeitsgradienten und die letzte Zeile berücksichtigt die Wellenfrontkrümmung am Strahlpunkt  $\bar{x}_B$ . Modifikationen dieser Formel sind durch zusätzliche Berücksichtigung der lokalen Parameter bei  $\bar{x}_G$  oder Extrapolation der paraxialen Größen  $P_2^{\parallel}, Q_2^{\parallel}$  in Strahlrichtung möglich (Rabbel, 1987).

Verwendet wird diese Näherungsformel insbesondere zur Berechnung der Laufzeit fiktiv reflektierter Strahlen in der Nähe von Schattengrenzen, die bei Untergrunddiskontinuitäten auftreten. Ausgangsstrahl dieser Art von Wellenfeldfortsetzung ist jeweils der entsprechende letzte regulär reflektierte Strahl, der sogenannte Schattenstrahl. Die approximierte Referenzlaufzeit wird benötigt zur Berechnung der Edge-Wave-Diffraktionsantwort. Alle in (A.10) verwendeten Größen liegen bei der dynamischen Strahlenmethode bereits vor und erlauben so eine effiziente Berechnung der gesuchten Referenzlaufzeiten.

## Anhang B

### True-Amplitude-Migration

#### B.1 Methode der stationären Phase

Gesucht ist die asymptotische Lösung des Integrals folgender Form für  $\omega \gg 1$

$$I(\omega) = \int_a^b f(x) \cdot \exp[i\omega\phi(x)] dx. \quad (\text{B.1})$$

Existiert eine Stelle, an der die erste Ableitung der (Phasen-)Funktion  $\phi(x)$  verschwindet und die zweite Ableitung von Null verschieden ist, so nennt man diese Stelle  $x^*$  einfachen stationären Punkt (*simple stationary point*):

$$\phi'(x^*) = 0, \quad \phi''(x^*) \neq 0. \quad (\text{B.2})$$

Verschwindet zudem die Funktion  $f(x)$  "unendlich sanft" in der Umgebung dieses Punktes, so kann das Integral mit der Methode der stationären Phase näherungsweise gelöst werden. Durch Einsetzen der Taylor-Entwicklung um den stationären Punkt  $x^*$

$$\phi(x) = \phi(x^*) + \frac{1}{2} \phi''(x^*) \cdot (x - x^*)^2 + \dots \quad (\text{B.3})$$

in Gleichung (B.1) erhält man

$$I(\omega) \cong \exp[i\omega\phi(x^*)] \cdot \int_a^b f(x) \cdot \exp[i\omega\phi''(x^*) \cdot (x - x^*)^2 / 2] dx, \quad (\text{B.4})$$

Da für hohe Frequenzen der Hauptbeitrag zum Integral aus Umgebung des stationären Punktes  $x^*$ , wo sich  $\phi(x)$  nur langsam ändert, kommt, wird das Integrationsergebnis maßgeblich von den lokalen Eigenschaften der Funktionen  $\phi(x)$  und  $f(x)$  an dieser Stelle bestimmt. Asymptotische Entwicklung dieses Integrals und partielle Integration (Bleistein, 1984) führen schließlich zum Ergebnis der Methode der stationären Phase. Befindet sich der stationäre Punkt im Innern des Integrationsintervalls,

d.h.  $x^* = c$  mit  $a < c < b$ , wobei  $f(x)$  "unendlich sanft" zu beiden Seiten des stationären Punktes verschwindet, so lautet die Lösung des Integrals für diesen inneren einfachen stationären Punkt (Bleistein, 1984; Gl. 2.7.18)

$$I_c(\omega) \equiv \exp[i\omega\phi(c) + i\mu\pi/4] \cdot f(c) \cdot \left( \frac{2\pi}{\omega \cdot |\phi''(c)|} \right)^{1/2} \quad (\text{B.5})$$

mit  $\mu = \text{sign}[\phi''(c)]$ .

Für einen stationären Punkt am Rande des Integrationsintervalls, z.B.  $x^* = b$ , lautet das entsprechende Ergebnis (Bleistein, 1984; Gl. 2.7.17)

$$I_b(\omega) \equiv \frac{1}{2} \exp[i\omega\phi(b) + i\mu\pi/4] \cdot f(b) \cdot \left( \frac{2\pi}{\omega \cdot |\phi''(b)|} \right)^{1/2} \cdot \left\{ 1 - \left( \frac{2}{\pi \cdot \omega \cdot |\phi''(b)|} \right)^{1/2} \cdot \left[ \frac{f'(b)}{f(b)} - \frac{\phi'''(b)}{3 \cdot \phi''(b)} \right] \cdot \exp[i\mu\pi/4] \right\} \quad (\text{B.6})$$

mit  $\mu = \text{sign}[\phi''(b)]$ . Der Hauptterm des Integrals  $I_b$  für einen stationären Punkt am Rand liefert also einen Wert, der im Vergleich zu einem inneren stationären Punkt (B.3) nur die Hälfte beträgt.

Die analoge Lösung zweidimensionaler Integrale, wie sie z. B. bei 3-D Datensätzen zu lösen sind, ergibt sich, indem  $\phi''$  durch die Hessesche Matrix der zweiten Ableitungen der Phasenfunktion

$$\mathbf{H}(x_1^*, x_2^*) = \left( \frac{\partial^2 \phi(x_j, x_k)}{\partial x_j \partial x_k} \right)_{(x_1^*, x_2^*)} \quad \text{für } j, k = 1, 2, \quad (\text{B.7})$$

ersetzt wird (Bleistein, 1984; Gl. 2.8.23):

$$I(\omega) \equiv \frac{2\pi}{\omega} \cdot \exp[i\omega\phi(x_1^*, x_2^*) + i\mu\pi/4] \cdot \frac{f(x_1^*, x_2^*)}{\sqrt{|\det \mathbf{H}(x_1^*, x_2^*)|}}, \quad (\text{B.8})$$

wobei  $\mu = \text{Sgn}[\mathbf{H}(x_1^*, x_2^*)]$  die Signatur der Matrix, d. i. die Differenz zwischen der Anzahl positiver und negativer Eigenwerte der Matrix, darstellt.

## B.2 TA-Gewichtsfunktion

Überträgt man das Ergebnis (B.5) der Methode der stationären Phase auf die Diffraktionsstapelung, so entspricht der Phasenfunktion  $\phi(x)$  die Laufzeitdifferenz  $\tau_F$  zwischen Diffraktions- und Reflexionslaufzeit:

$$\phi(x) \rightarrow \tau_F = \tau_D(\bar{x}_S, \bar{x}_M, \bar{x}_G) - \tau_R(\bar{x}_S, \bar{x}_G). \quad (\text{B.8})$$

Die Funktion  $f(x)$  wird ersetzt durch das strahlentheoretische Reflexionswellenfeld, bestehend aus Strahlamplitude  $a_R$  und Quellsignal  $W(\omega)$ , und die gesuchte Gewichtsfunktion  $w(\bar{x}_S, \bar{x}_G; \bar{x}_M)$ :

$$f(x) \rightarrow w(\bar{x}_S, \bar{x}_G; \bar{x}_M) \cdot a_R(\bar{x}_S, \bar{x}_G) \cdot W(\omega). \quad (\text{B.9})$$

Durch Einsetzen von (B.8) und (B.9) in (B.5) erhält man das Ergebnis der Diffraktionsstapelung über alle Aufnehmerpositionen  $\bar{x}_G$  einer Schußfamilie mit Quellposition  $\bar{x}_S$ , wobei der Analysepunkt  $M$  auf dem Reflektor liegt:

$$\begin{aligned} V(\bar{x}_S; \bar{x}_M, \omega) &= W(\omega) \int_{(\bar{x}_G)} w(\bar{x}_S, \bar{x}_G; \bar{x}_M) \cdot a_R(\bar{x}_S, \bar{x}_G) \cdot \exp(i\omega\tau_F) d\bar{x}_G \\ &\equiv W(\omega) \cdot w(\bar{x}_S, \bar{x}_G^*; \bar{x}_M) \cdot a_R^* \cdot \exp(i\omega\tau_F^* + i\mu\pi/4) \cdot \left( \frac{2\pi}{\omega \cdot |\tau_F''(\bar{x}_G^*)|} \right)^{1/2} \end{aligned} \quad (\text{B.10})$$

mit

$$\begin{aligned} a_R^* &= a_R(\bar{x}_S, \bar{x}_G^*) = |L_{SG}|^{-1} \cdot A_{SG}^* \\ \tau_F^* &= \tau_D(\bar{x}_S, \bar{x}_G^*; \bar{x}_M) - \tau_R(\bar{x}_S, \bar{x}_G^*) = 0 \\ \mu &= \text{sign}[\tau_F''(\bar{x}_G^*)] \end{aligned} \quad (\text{B.11})$$

Die mit einem Asterix gekennzeichneten Größen beziehen sich auf den tatsächlichen Reflexionsstrahl, welcher durch den stationären Punkt gegeben ist.

Die weitere Auswertung obigen Integrals erfolgt unter Verwendung der Bortfeldschen Propagator-matrix  $\mathbf{I}$ :

$$\mathbf{I}_{SG} = \mathbf{I}(\bar{x}_S, \bar{x}_G) = \begin{pmatrix} \mathbf{A}_{SG} & \mathbf{B}_{SG} \\ \mathbf{C}_{SG} & \mathbf{D}_{SG} \end{pmatrix}. \quad (\text{B.12})$$

$\mathbf{I}$  ist, analog zu  $\mathbf{II}$ , aus vier 2x2 Untermatrizen aufgebaut und hat die gleichen Eigenschaften wie  $\mathbf{II}$  (Kettenregel, Umkehrrelation).  $\mathbf{I}$  beschreibt jedoch die Wellenausbreitung anhand der auf Ausgangs- und Endfläche (*anterior/posterior surface*) projizierten Orts- und Slowness-Vektoren. Insbesondere

enthält bei dieser Formulierung die Untermatrix  $\mathbf{B}$  die Informationen über die geometrische Amplitudendivergenz und entspricht so der bereits kennengelernten Untermatrix  $\mathbf{Q}_2$ . Der grundlegenden Arbeit von Schleicher (1993) folgend wird  $\tau_F''$  durch die zugehörige Hessesche Matrix  $\mathbf{H}_F$  ersetzt und der geometrische Spreading-Faktor des reflektierten Gesamtstrahls durch die Untermatrix  $\mathbf{B}_{SG}$  ausgedrückt:

$$|\tau_F''| = |\det \mathbf{H}_F| \quad (\text{B.13})$$

$$|L_{SG}| = \frac{\sqrt{\cos \vartheta_S \cos \vartheta_G}}{v_S} \cdot |\det \mathbf{B}_{SG}|^{1/2}$$

Setzt man diese Gleichung in (B.10) ein, so erhält man

$$V(\bar{x}_S; \bar{x}_M, \omega) \equiv W(\omega) \cdot w(\bar{x}_S, \bar{x}_G^*; \bar{x}_M) \cdot \left(\frac{2\pi}{\omega}\right)^{1/2} \cdot A_{SG}^* \cdot \frac{v_S}{\sqrt{\cos \vartheta_S \cos \vartheta_G}} \cdot |\det(\mathbf{B}_{SG} \mathbf{H}_F)|^{-1/2} \cdot \exp[i\omega \tau_F^* + i \text{Sgn}(\mathbf{H}_F) \pi/4] \quad (\text{B.14})$$

Zur Bestimmung der geeigneten Gewichtsfunktion gilt es daher  $\mathbf{H}_F$  und  $\mathbf{B}_{SG}$  durch bekannte strahlentheoretische Größen auszudrücken. Dies geschieht über die Beschreibung beider durch Untermatrizen der Teilstrahlen von  $S$  zu  $M$  und von  $M$  zu  $G$  sowie die sogenannte Fresnelmatrix  $\mathbf{H}$  am Kontaktpunkt  $M$  (Hubral et al., 1992). Aus dem Vergleich von strahlentheoretischer Amplitude und dem Ergebnis der Kirchhoff-Integralformel folgt die sogenannte B-Matrix-Zerlegung (*ray branch decomposition*), mit der sich  $\mathbf{B}_{SG}$  durch die Untermatrizen der ab- und aufsteigenden Äste  $\mathbf{B}_{SM}$  und  $\mathbf{B}_{MG}$  und die dabei auftretende Fresnelmatrix  $\mathbf{H}$  ausdrücken läßt (Hubral et al., 1992; Sun, 1995):

$$\mathbf{B}_{SG} = \mathbf{B}_{MG} \mathbf{H} \mathbf{B}_{SM} \quad (\text{B.15})$$

Die Fresnelmatrix  $\mathbf{H}$  resultiert aus der Lösung des Kirchhoff-Integrals mit der Methode der stationären Phase und entspricht der Hesseschen Matrix der Summe der beiden Teillaufzeiten bezüglich der Reflektorlokation  $M$ . Sie kann aber auch gemäß

$$\mathbf{H} = \mathbf{B}_{MG}^{-1} \mathbf{A}_{MG} + \mathbf{D}_{SM} \mathbf{B}_{SM}^{-1} \quad (\text{B.16})$$

durch Untermatrizen von  $\mathbf{I}$  ausgedrückt werden, um so z.B. die Fresnelzone bei  $M$  zu berechnen (Sun, 1995).



Ausgehend von den paraxialen Laufzeitgleichungen für  $\tau_D$  und  $\tau_R$  kann durch Anwendung der Eigenschaften der Propagatormatrizen  $\mathbf{H}_F$  in ähnlicher Weise umgeformt werden (Schleicher, 1993):

$$\begin{aligned} \mathbf{H}_F &= \mathbf{D}_{MG} \mathbf{B}_{MG}^{-1} - \mathbf{D}_{SG} \mathbf{B}_{SG}^{-1} \\ &= (\mathbf{B}_{MG}^{-1})^T \mathbf{H}^{-1} \mathbf{B}_{MG}^{-1} \end{aligned} \quad (\text{B.17})$$

Damit ergibt sich für den noch zu bestimmenden Term aus (B.14)

$$|\det(\mathbf{B}_{SG} \mathbf{H}_F)| = \left| \frac{\det \mathbf{B}_{SM}}{\det \mathbf{B}_{MG}} \right|. \quad (\text{B.18})$$

Bei den vorangegangenen Betrachtungen wurden die Phasenfaktoren aufgrund der Signatur von  $\mathbf{H}_F$  und  $\mathbf{H}$  nicht berücksichtigt. Da beide die gleiche Signatur aufweisen, gleichen sich die Phasenterme bis auf eine Phasenverschiebung um  $\pi/4$ , bzw. bei Summation in zwei Dimensionen um  $\pi/2$ , aus. Diese Phasenverschiebung resultiert aus der Kirchhoff-Formel und tritt bei allen Summationsmigrationen auf.

Setzt man die Gleichung (B.18) in (B.14) ein, so ergibt sich bei Vorliegen eines Reflektors bei  $M$  als Endresultat der Diffraktionsstapelung

$$\begin{aligned} V(\bar{x}_S; \bar{x}_M, \omega) &\equiv W(\omega) \cdot w(\bar{x}_S, \bar{x}_G^*; \bar{x}_M) \cdot \left( \frac{2\pi}{\omega} \right)^{1/2} \cdot A_{SG}^* \cdot \frac{v_S}{\sqrt{\cos \vartheta_S \cos \vartheta_G}} \\ &\quad \cdot \left| \frac{\det \mathbf{B}_{MG}}{\det \mathbf{B}_{SM}} \right|^{1/2} \cdot \exp(i\omega\tau_F^* + i\pi/4) \end{aligned} \quad (\text{B.19})$$

Wird daher schlicht die Inverse zu diesem Ergebnis als Gewichtsfunktion gewählt

$$w_{TA}(\bar{x}_S, \bar{x}_G; \bar{x}_M) = \left( \frac{1}{2\pi} \right)^{1/2} \cdot (A_{SM} \cdot A_{MG})^{-1} \cdot \frac{\sqrt{\cos \vartheta_S \cos \vartheta_G}}{v_S} \cdot \left| \frac{\det \mathbf{B}_{SM}}{\det \mathbf{B}_{MG}} \right|^{1/2}, \quad (\text{B.20})$$

so heben sich bei der Diffraktionsstapelung Amplituden- und Spreading-Faktoren bis auf den Reflexionskoeffizienten bei  $M$  (siehe Gl. 3.24) und das Quellsignal auf. Somit lautet das Ergebnis der *TA-gewichteten* Diffraktionsstapelung

$$V(\bar{x}_S; \bar{x}_M, \omega) \equiv \frac{\exp(i\pi/4)}{\sqrt{\omega}} \cdot c_R(\bar{x}_S; \bar{x}_M) \cdot W(\omega). \quad (\text{B.21})$$

Um im Zeitbereich als gewünschtes Stapelergebnis das Originalquellsignal und den Reflexionskoeffizienten zu erhalten, werden beide Seiten mit  $-\sqrt{i\omega}$  multipliziert. Diese lineare Filterung kann sowohl an den Eingabedaten vor der Stapelung angebracht werden, als auch nachher bei der gestapel-

ten Sektion erfolgen. Dieser Faktor entspricht einer  $-45^\circ$ -Phasenverschiebung und macht zudem die mit der Summation verbundene Tiefpaßfilterung rückgängig. Bei Summation über zwei Dimensionen wird diese "halbe" Zeitableitung zu einer "ganzen" Zeitableitung.

Drückt man die Bortfeldschen  $\mathbf{B}$ -Untermatrizen durch die entsprechenden  $\mathbf{Q}_2$ -Untermatrizen aus (Schleicher, 1993)

$$\begin{aligned} \det \mathbf{Q}_{2,SM} &= \cos \vartheta_S \cdot \cos \vartheta_M \cdot \det \mathbf{B}_{SM} \\ \det \mathbf{Q}_{2,MG} &= \cos \vartheta_M \cdot \cos \vartheta_G \cdot \det \mathbf{B}_{MG} \end{aligned} \quad (\text{B.22})$$

so ergibt sich für die TA-Gewichtsfunktion in der üblichen Propagatormatrixschreibweise nach Červený

$$w_{TA} = \left( \frac{1}{2\pi} \right)^{1/2} \cdot (A_{SM} \cdot A_{MG})^{-1} \cdot \frac{\cos \vartheta_G}{v_S} \cdot \left| \frac{\det \mathbf{Q}_{2,SM}}{\det \mathbf{Q}_{2,MG}} \right|^{1/2} \quad (\text{B.23})$$

Um die Einzelterme mit ihrer Bedeutung hervorzuheben, kann (B.23) folgendermaßen umgeformt werden

$$w_{TA} = \left( \frac{1}{2\pi} \right)^{1/2} \cdot (A_{SM} \cdot A_{MG})^{-1} \cdot |L_{SM}| \cdot \frac{\cos \vartheta_G}{|\det \mathbf{Q}_{2,MG}|^{1/2}}, \quad (\text{B.24})$$

wobei der geometrische Spreading-Faktor  $|L_{SM}|$  von  $S$  zu  $M$  einer Punkt- ( $^{pnt}$ ) bzw. Linienquelle ( $^{lin}$ ) für Plane-Rays gegeben ist durch

$$|L_{SM}^{pnt}| = \left| \frac{Q_{2,SM}^{\parallel} \cdot Q_{2,SM}^{\perp}}{v_S^2} \right|^{1/2} \quad \text{und} \quad |L_{SM}^{lin}| = \left| \frac{Q_{2,SM}^{\parallel}}{v_S} \right|^{1/2} \quad (\text{B.25})$$

Für die entsprechende Gewichtsfunktion bei einer Linienquelle, wie sie meist in FD-Modellierungsprogrammen verwendet wird, gilt also

$$w_{TA}^{lin}(\vec{x}_S, \vec{x}_G; \vec{x}_B) = \left( \frac{1}{2\pi} \right)^{1/2} \cdot (A_{SM} \cdot A_{MG})^{-1} \cdot \frac{\cos \vartheta_G}{\sqrt{v_S}} \cdot \left| \frac{Q_{2,SM}^{\parallel}}{Q_{2,MG}^{\parallel}} \right|^{1/2} \quad (\text{B.26})$$

Da das Transponieren ( $^T$ ) einer Matrix nichts am Werte ihrer Determinante ändert, gilt mit (A.3)

$$\det \mathbf{Q}_{2,SM} = \det(\mathbf{Q}_{2,MS})^T = \det \mathbf{Q}_{2,MS} \quad (\text{B.27})$$

Es können folglich statt der Amplituden- und Spreading-Faktoren des Strahls von der Quelle  $S$  zum Tiefenpunkt  $M$ , auch die entsprechenden Größen der reversen Strahls von  $M$  zu  $S$  bei Beachtung der Umkehrrelationen verwendet werden.



## Danksagung

Zu guter Letzt Worte des Dankes an

- Ernst Flüh, Wolfgang Rabbel und Dirk Kläschen, den Initiatoren dieses Projektes,
  - die Korrektoren dieser Arbeit,
  - Dirk Kläschen für das motivierende Interesse, die vielen Diskussionen und Anregungen und die Anteilnahme bei der Entstehung dieser Arbeit,
  - Roland von Huene und Ernst Flüh für die Möglichkeit das synthetische Dasein hinter Bits und Bytes zumindest zeitweise zu entkommen und bei Forschungsfahrten die praktische Seite der marinen Geophysik kennenzulernen,
  - Willi Weinrebe und Rüdiger Kunze für technische Unterstützung in Sachen Rechner, Netzwerk und Drucker,
  - Dirk Kläschen, Silke Hübinger und Uli Poppe für das Korrekturlesen,
  - die Abteilung Marine Geophysik und allen weiteren Flurgenossen für die angenehme Zusammenarbeit,
  - meine WG-Mitbewohner für Anteil- und Rücksichtnahme während der Endphase,
- und
- an meine Eltern und Schwestern mit Familie für Unterstützung mit Leib und Seele.



## GEOMAR REPORTS

- 1 GEOMAR FORSCHUNGSZENTRUM FÜR MARINE GEOWISSENSCHAFTEN DER CHRISTIAN-ALBRECHTS-UNIVERSITÄT ZU KIEL  
BERICHT FÜR DIE JAHRE 1987 UND 1988. 1989. 71 + 6 pp.  
In German
- 2 GEOMAR FORSCHUNGSZENTRUM FÜR MARINE GEOWISSENSCHAFTEN DER CHRISTIAN-ALBRECHTS-UNIVERSITÄT ZU KIEL  
JAHRESBERICHT / ANNUAL REPORT 1989. 1990. 96 pp.  
In German and English
- 3 GEOMAR FORSCHUNGSZENTRUM FÜR MARINE GEOWISSENSCHAFTEN DER CHRISTIAN-ALBRECHTS-UNIVERSITÄT ZU KIEL  
JAHRESBERICHT / ANNUAL REPORT 1990. 1991. 212 pp.  
In German and English
- 4 ROBERT F. SPIELHAGEN  
DIE EISDRIFT IN DER FRAMSTRASSE WÄHREND DER LETZTEN 200.000 JAHRE. 1991. 133 pp.  
In German with English summary
- 5 THOMAS C. W. WOLF  
PALÄO-OZEANOGRAPHISCH-KLIMATISCHE ENTWICKLUNG DES NÖRDLICHEN NORDATLANTIKS SEIT DEM SPÄTEN NEOGEN  
(ODP LEGS 105 UND 104, DSDP LEG 81). 1991. 92 pp.  
In German with English summary
- 6 SEISMIC STUDIES OF LATERALLY HETEROGENOUS STRUCTURES - INTERPRETATION AND MODELLING OF SEISMIC DATA.  
Edited by ERNST R. FLUEH  
Commission on Controlled Source Seismology (CCSS), Proceedings of the 8th Workshop Meeting, held at  
Kiel - Fellhorst (Germany), August 27-31, 1990. 1991. 359 pp.  
In English
- 7 JENS MATTHIESSEN  
DINOFLAGELLATEN-ZYSTEN IM SPÄTQUARTÄR DES EUROPÄISCHEN NORDMEERES: PALÖKOLOGIE UND PALÄO-OZEANOGRAPHIE. 1991. 104 pp.  
In German with English summary
- 8 DIRK NÜRNBERG  
HAUPT- UND SPURENELEMENTE IN FORAMINIFERENGEHÄUSEN - HINWEISE AUF KLIMATISCHE UND OZEANOGRAPHISCHE ÄNDERUNGEN  
IM NÖRDLICHEN NORDATLANTIK WÄHREND DES SPÄTQUARTÄRS. 1991. 117 pp.  
In German with English summary
- 9 KLAS S. LACKSCHEWITZ  
SEDIMENTATIONSPROZESSE AM AKTIVEN MITTEL-OZEANISCHEN KOLBEINSEY RÜCKEN (NÖRDLICH VON ISLAND). 1991. 133 pp.  
In German with English summary
- 10 UWE PAGELS  
SEDIMENTOLOGISCHE UNTERSUCHUNGEN UND BESTIMMUNG DER KARBONATLÖSUNG IN SPÄTQUARTÄREN SEDIMENTEN DES ÖSTLICHEN  
ARKTISCHEN OZEANS. 1991. 106 pp.  
In German with English summary
- 11 FS POSEIDON - EXPEDITION 175 (9.10.-1.11.1990)  
175/1: OSTGRÖNLÄNDISCHER KONTINENTALRAND (85° N)  
175/2: SEDIMENTATION AM KOLBEINSEYRÜCKEN (NÖRDLICH VON ISLAND)  
Hrsg. von J. MIENERT und H.-J. WALLRABE-ADAMS. 1992. 56 pp. + app.  
In German with some English chapters
- 12 GEOMAR FORSCHUNGSZENTRUM FÜR MARINE GEOWISSENSCHAFTEN DER CHRISTIAN-ALBRECHTS-UNIVERSITÄT ZU KIEL  
JAHRESBERICHT / ANNUAL REPORT 1991. 1992. 152 pp.  
In German and English
- 13 SABINE E. I. KÖHLER  
SPÄTQUARTÄRE PALÄO-OZEANOGRAPHISCHE ENTWICKLUNG DES NORDPOLARMEERES UND EUROPÄISCHEN NORDMEERES ANHAND VON  
SAUERSTOFF- UND KOHLENSTOFF- ISOTOPENVERHÄLTNISSEN DER PLANKTISCHEN FORAMINIFERE  
*Neoglobodrina pachyderma* (sin.). 1992. 104 pp.  
In German with English summary
- 14 FS SONNE - FAHRTBERICHT SO 78 PERUVENT: BALBOA, PANAMA - BALBOA, PANAMA, 28.2.1992-16.4.1992  
Hrsg. von ERWIN SUESS. 1992. 120 pp.  
In German with some English chapters
- 15 FOURTH INTERNATIONAL CONFERENCE ON PALEOCEANOGRAPHY (ICP IV): SHORT- AND LONG-TERM GLOBAL CHANGE:  
RECORDS AND MODELLING 21-25 SEPTEMBER 1992, KIEL/GERMANY  
PROGRAM & ABSTRACTS. 1992. 351 pp.  
In English
- 16 MICHAELA KUBISCH  
DIE EISDRIFT IM ARKTISCHEN OZEAN WÄHREND DER LETZTEN 250.000 JAHRE. 1992. 100 pp.  
In German with English summary
- 17 PERSISCHER GOLF: UMWELTGEFÄHRDUNG, SCHADENSERKENNUNG, SCHADENSBEWERTUNG AM BEISPIEL DES MEERESBODENS; ERKENNEN  
EINER ÖKOSYSTEMVERÄNDERUNG NACH ÖLEINTRÄGEN. Schlußbericht zu den beiden BMFT-Forschungsvorhaben 03F0055 A+B. 1993. 108 pp.  
In German with English summary
- 18 TEKTONISCHE ENTWÄSSERUNG AN KONVERGENTEN PLATTENRÄNDERN / DEWATERING AT CONTINENTAL MARGINS.  
Hrsg. von / ed. by ERWIN SUESS. 1993. 106 + 32 + 68 + 16 + 22 + 38 + 4 + 19 pp.  
Some chapters in English, some in German

- 19 THOMAS DICKMANN  
DAS KONZEPT DER POLARISATIONSMETHODE UND SEINE ANWENDUNGEN AUF DAS SEISMISCHE VEKTORWELLENFELD  
IM WEITWINKELBEREICH. 1993. 121 pp.  
In German with English summary
- 20 GEOMAR FORSCHUNGSZENTRUM FÜR MARINE GEOWISSENSCHAFTEN DER CHRISTIAN-ALBRECHTS-UNIVERSITÄT ZU KIEL  
JAHRESBERICHT / ANNUAL REPORT 1992. 1993. 139 pp.  
In German and English
- 21 KAI UWE SCHMIDT  
PALYNO MORPHE IM NEOGENEN NORDATLANTIK - HINWEISE ZUR PALÄO-OZEANOGRAPHIE UND PALÄOKLIMATOLOGIE. 1993. 104 + 7 + 41 pp.  
In German with English summary
- 22 UWE JÜRGEN GRÜTZMACHER  
DIE VERÄNDERUNGEN DER PALÄO GEOGRAPHISCHEN VERBREITUNG VON *BOLBOFORMA* - EIN BEITRAG ZUR REKONSTRUKTION UND  
DEFINITION VON WASSERMASSE IM TERTIÄR. 1993. 104 pp.  
In German with English summary
- 23 RV PROFESSOR LOGACHEV - Research Cruise 09 (August 30 - September 17, 1993): SEDIMENT DISTRIBUTION ON THE REYKJANES RIDGE NEAR 59°N  
Edited by H.-J. WALLRABE-ADAMS & K.S. LACKSCHEWITZ. 1993. 66 + 30 pp.  
In English
- 24 ANDREAS DETTMER  
DIATOMEEN-TAPHOZÖNOSEN ALS ANZEIGER PALÄO-OZEANOGRAPHISCHER ENTWICKLUNGEN IM PLIOZÄNEN UND QUARTÄREN  
NORDATLANTIK. 1993. 113 + 10 + 25 pp.  
In German with English summary
- 25 GEOMAR FORSCHUNGSZENTRUM FÜR MARINE GEOWISSENSCHAFTEN DER CHRISTIAN-ALBRECHTS-UNIVERSITÄT ZU KIEL  
JAHRESBERICHT / ANNUAL REPORT 1993. 1994. 69 pp.  
In German and English
- 26 JÖRG BIALAS  
SEISMISCHE MESSUNGEN UND WEITERE GEOPHYSIKALISCHE UNTERSUCHUNGEN AM SÜD-SHETLAND TRENCH  
UND IN DER BRANSFIELD STRASSE - ANTARKTISCHE HALBINSEL. 1994. 113 pp.  
In German with English summary
- 27 JANET MARGARET SUMNER  
THE TRANSPORT AND DEPOSITIONAL MECHANISM OF HIGH GRADE MIXED-MAGMA IGNI MBRITE TL, GRAN CANARIA:  
THE MORPHOLOGY OF A LAVA-LIKE FLOW. 1994. 224 pp.  
In English with German summary
- 28 GEOMAR LITHOTHEK. Edited by JÜRGEN MIENERT. 1994. 12 pp + app.  
In English
- 29 FS SONNE - FAHRTBERICHT SO 97 KODIAK-VENT: KODIAK - DUTCH HARBOR - TOKYO - SINGAPUR, 27.7. - 19.9.1994  
Hrsg. von ERWIN SUESS. 1994.  
Some chapters in German, some in English
- 30 CRUISE REPORTS:  
RV LIVONIA CRUISE 92, KIEL-KIEL, 21.8.-17.9.1992: GLORIA STUDIES OF THE EAST GREENLAND CONTINENTAL MARGIN BETWEEN 70° AND 80°N  
RV POSEIDON PO200/10, LISBON-BREST-BREMERHAVEN, 7.-23.8.1993: EUROPEAN NORTH ATLANTIC MARGIN: SEDIMENT PATHWAYS,  
PROCESSES AND FLUXES  
RV AKADEMIK ALEKSANDR KARPINSKIY, KIEL-TROMSØ, 5.-25.7.1994: GAS HYDRATES ON THE NORTHERN EUROPEAN CONTINENTAL MARGIN  
Edited by JÜRGEN MIENERT. 1994.  
In English; report of RV AKADEMIK ALEKSANDR KARPINSKIY cruise in English and Russian
- 31 MARTIN WEINELT  
BECKENENTWICKLUNG DES NÖRDLICHEN WIKING-GRABENS IM KÄNOZOIKUM - VERSENKUNGSGESCHICHTE, SEQUENZSTRATIGRAPHIE,  
SEDIMENTZUSAMMENSETZUNG. 1994. 85 pp.  
In German with English summary
- 32 GEORG A. HEISS  
CORAL REEFS IN THE RED SEA: GROWTH, PRODUCTION AND STABLE ISOTOPES. 1994. 141 pp.  
In English with German summary
- 33 JENS A. HÖLEMANN  
AKKUMULATION VON AUTOCHTHONEM UND ALLOCHTHONEM ORGANISCHEM MATERIAL IN DEN KÄNOZOISCHEN SEDIMENTEN  
DER NORWEGISCHEN SEE (ODP LEG 104). 1994. 78 pp.  
In German with English summary
- 34 CHRISTIAN HASS  
SEDIMENTOLOGISCHE UND MIKROPALÄONTOLOGISCHE UNTERSUCHUNGEN ZUR ENTWICKLUNG DES SKAGERRAKS (NE NORDSEE)  
IM SPÄTHOLOZÄN. 1994.  
In German with English summary
- 35 BRITTA JÜNGER  
TIEFENWASSERERNEUERUNG IN DER GRÖNLANDSEE WÄHREND DER LETZTEN 340.000 JAHRE.  
DEEP WATER RENEWAL IN THE GREENLAND SEA DURING THE PAST 340,000 YEARS. 1994. 6 + 109 pp.  
In German with English summary
- 36 JÖRG KUNERT  
UNTERSUCHUNGEN ZU MASSEN- UND FLUIDTRANSPORT ANHAND DER BEARBEITUNG REFLEXIONSSEISMISCHER DATEN AUS DER  
KODIAK-SUBDUKTIONSZONE, ALASKA. 1995. 129 pp.  
In German with English summary
- 37 CHARLOTTE M. KRAWCZYK  
DETACHMENT TECTONICS DURING CONTINENTAL RIFTING OFF THE WEST IBERIA MARGIN: SEISMIC REFLECTION AND  
DRILLING CONSTRAINTS. 1995. 133 pp.  
In English with German summary
- 38 CHRISTINE CAROLINE NÜRNBERG  
BARIUMFLUSS UND SEDIMENTATION IM SÜDLICHEN SÜDATLANTIK - HINWEISE AUF PRODUKTIVITÄTSÄNDERUNGEN IM QUARTÄR. 1995. 6 + 108pp.  
In German with English summary
- 39 JÜRGEN FRÜHN  
TEKTONIK UND ENTWÄSSERUNG DES AKTIVEN KONTINENTALRANDES SÜDÖSTLICH DER KENAI-HALBINSEL, ALASKA. 1995. 93 pp.  
In German with English summary

- 40 GEOMAR FORSCHUNGSZENTRUM FÜR MARINE GEOWISSENSCHAFTEN DER CHRISTIAN-ALBRECHTS-UNIVERSITÄT ZU KIEL  
JAHRESBERICHT / ANNUAL REPORT 1994. 1995.  
In German and English
- 41 FS SONNE - FAHRTBERICHT / CRUISE REPORT SO 103 CONDOR 1 B: VALPARAISO-VALPARAISO, 2.-21.7.1995.  
Hrsg. von ERNST R. FLUEH. 1995. 140 pp.  
Some chapters in German, some in English
- 42 R/V PROFESSOR BOGOROV CRUISE 37: CRUISE REPORT "POSETIV": Vladivostok - Vladivostok, September 23 - October 22, 1994.  
Edited by CHRISTOPH GAEDICKE, BORIS BARANOV and EVGENIY LELIKOV. 1995. 48 + 33 pp.  
In English
- 43 CHRISTOPH GAEDICKE  
DEFORMATION VON SEDIMENTEN IM NANKAI-AKKRETIONSKEIL, JAPAN. BILANZIERUNG TEKTONISCHER VORGÄNGE ANHAND VON SEISMISCHEN  
PROFILIEN UND ERGEBNISSEN DER ODP-BOHRUNG 808. II + 89 pp.  
In German with English summary
- 44 MARTIN ANTONOW  
SEDIMENTATIONSMUSTER UM DEN VESTERIS SEAMOUNT (ZENTRALE GRÖNLANDSEE) IN DEN LETZTEN 250.000 JAHREN. 1995.  
In German with English summary
- 45 INTERNATIONAL CONGRESS: CORING FOR GLOBAL CHANGE - ICGC '95. KIEL, 28 - 30 June, 1995.  
Edited by JÜRGEN MIENERT and GEROLD WEFER. 1996.  
In English
- 46 JENS GRÜTZNER  
ZUR PHYSIKALISCHEN ENTWICKLUNG VON DIAGENETISCHEN HORIZONTEN IN DEN SEDIMENTBECKEN DES ATLANTIKS. 1995. 96 pp.  
In German with English summary
- 47 INGO A. PECHER  
SEISMIC STUDIES OF BOTTOM SIMULATING REFLECTORS AT THE CONVERGENT MARGINS OFFSHORE PERU AND COSTA RICA. 1996. 159 pp.  
In English with German summary
- 48 XIN SU  
DEVELOPMENT OF LATE TERTIARY AND QUATERNARY COCCOLITH ASSEMBLAGES IN THE NORTHEAST ATLANTIC. 1996. 120 pp. + 7 pl.  
In English with German summary
- 49 FS SONNE - FAHRTBERICHT / CRUISE REPORT SO 108 ORWELL: SAN FRANCISCO - ASTORIA, 14.4. - 23.5.1996  
Edited by ERNST R. FLUEH and MICHAEL A. FISHER. 1996.
- 50 GEOMAR FORSCHUNGSZENTRUM FÜR MARINE GEOWISSENSCHAFTEN DER CHRISTIAN-ALBRECHTS-UNIVERSITÄT ZU KIEL  
JAHRESBERICHT / ANNUAL REPORT 1995. 1996. 93 pp.  
In German and English
- 51 THOMAS FUNCK  
STRUCTURE OF THE VOLCANIC APRON NORTH OF GRAN CANARIA DEDUCED FROM REFLECTION SEISMIC, BATHYMETRIC  
AND BOREHOLE DATA. 1996. VI, 144 pp.  
In English with German summary
- 52 PETER BRUNS  
GEOCHEMISCHE UND SEDIMENTOLOGISCHE UNTERSUCHUNGEN ÜBER DAS SEDIMENTATIONSVERHALTEN IM BEREICH  
BIOSTRATIGRAPHISCHER DISKONTINUITÄTEN IM NEOGEN DES NORDATLANTIK, ODP LEG 104, SITES 642B UND 643A. 1993. V, 73 pp.  
In German with English summary
- 53 CHRISTIANE C. WAGNER  
COLD SEEPS AN KONVERGENTEN PLATTENRÄNDERN VOR OREGON UND PERU: BIOGEOCHEMISCHE BESTANDSAUFNAHME. 1996. 108, XXXVI pp.  
In German with English summary
- 54 FRAUKE KLINGELHÖFER  
MODEL CALCULATIONS ON THE SPREADING OF SUBMARINE LAVA FLOWS. 1996. 98 pp.  
In English with German summary
- 55 HANS-JÜRGEN HOFFMANN  
OBJEKTORIENTIERTE ANALYSE UND MIGRATION DIFFRAKTIERTER WELLENFELDER UNTER VERWENDUNG DER STRAHLENMETHODE UND  
DER EDGE-WAVE-THEORIE. 1996. XXI, 153 pp.  
In German with English summary
- 56 DIRK KLÄSCHEN  
STRAHLENSEISMISCHE MODELLIERUNG UNTER BERÜCKSICHTIGUNG VON MEHRFACHDIFFRAKTIONEN MIT HILFE DER EDGE-WAVES:  
THEORIE UND ANWENDUNGSBEISPIELE. 1996. X, 159 pp.  
In German with English summary
- 57 NICOLE BIEBOW  
DINOFAGELLATENZYSTEN ALS INDIKATOREN DER SPÄT- UND POSTGLAZIALEN ENTWICKLUNG DES AUFTRIEBSGESCHEHENS VOR PERU.  
1996. IV, 100, 17, 14 (7 pl.) pp.  
In German with English summary